Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung, der Besetzungsdichte und der Temperatur angeregter Niveaus in einer Glimmentladung mittels eines schmalbandigen Farbstofflasers

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Düsseldorf

vorgelegt von

Heinz Odenthal

aus Düsseldorf

Düsseldorf 1981

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41536504_0005

1. Berichterstatter : Prof. Dr. J. Uhlenbusch

2. Berichterstatter : Prof. Dr. D. Meiners

Tag der mündlichen Prüfung : 6. Juli 1981

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1.	Einleitung	1
2.	Theorie der resonanzspektroskopischen Meßverfahren	3
2.1.1	Absorption und Dispersion in einem gasförmigen Medium	3
2.1.2	Gültigkeitsgrenze für die Anwendung der linearen Dispersionstheorie in der Resonanzspektroskopie	10
2.2	Experimentelle Bestimmung des Absorptions- und Dispersionsverhaltens	12
2.2.1	Die Absorptionsspektroskopie	12
2.2.2	Die Resonanzinterferometrie	14
2.2.2.1	Der Brechungsindex eines Plasmas	17
2.2.2.2	Grenzen für die Anwendung der Resonanzinterferometrie	19
2.3	Die Resonanzstreuung	21
2.3.1	Die Resonanzstreuung bei kleinen Laserintensitäten	22
2.3.1.1	Streuung an ungestörten ruhenden Atomen	27
2.3.1.2	Streuung an einem Atom unter dem Einfluß elastischer Stöße	28
2.3.1.3	Streuung an ungestörten thermisch bewegten Atomen	29
2.3.2	Die Resonanzstreuung bei hohen Laserintensitäten	30
2.3.2.1	Beispiele für das Frequenzspektrum des Streulichtes bei hohen Laserintensitäten	35
3.	Die He-I-Linien bei 5876 Å	37
3.1	Die spektrale Struktur der Helium-I-Linien bei 5876 Å	37
3.2	Spektroskopische Messungen	41

4.	Beschreibung des experimentellen Aufbaus für die Resonanzspektroskopie	47
4.1	Die Lichtquelle	48
4.2	Der interferometrische Meßaufbau	50
4.3	Die Laserintensitätsstabilisierung	53
4.4	Das Resonanzstreuexperiment	55
4.5	Die Glimmentladung	56
5.	Meßergebnisse der Resonanzspektroskopie	59
5.1	Meßergebnisse der Absorptionsspektroskopie	59
5.2	Meßergebnisse der Resonanzinterferometrie	67
5.3	Meßergebnisse der Resonanzstreuung	71
5.4	Fehlerbetrachtung	75
6.	Modell zur Beschreibung einer Glimmentladungssäule	77
6.1	Randwerte, Koeffizienten und Näherungsformeln	81
6.2	Ergebnisse und Vergleich mit den Experimenten	87
7.	Zusammenfassung	93
8.	Literatur	95

1. Einleitung

In der fusionsorientierten Plasmaphysik ist die Beschreibung des Neutralteilchenverhaltens eines der Schlüsselprobleme. Plasmaverunreinigungsprozesse, wie zum Beispiel die Zerstäubung (Sputtering), werden durch die Neutralteilchen wesentlich bestimmt. Ähnliches gilt natürlich auch für die Ionen. Im Gegensatz zu den Ionen und Elektronen können jedoch die neutralen Plasmateilchen nicht durch äußere elektrische und magnetische Felder beeinflußt werden. Der Fluß von Neutralteilchen aus dem Plasmakern zu den das Plasma einschließenden Gefäßwänden stellt einen der bestimmenden Energietransportprozesse in der Energiebilanz des gesamten Plasmas dar. Im Hinblick auf die oben erwähnten Sputterprozesse sind die energiereichen Neutralteilchen, die durch Umladung mit Ionen im Plasma erzeugt werden, von besonderem Interesse. Von den im Vergleich zum Plasmakern kalten Gefäßwänden diffundieren wiederum Neutralteilchen ins Plasma zurück. Dieser Prozeß spielt unter dem Stichwort Recycling auch eine große Rolle. Die Resonanzspektroskopie bietet eine interessante experimentelle Möglichkeit zur Bestimmung vieler Parameter, die für das Neutralteilchen- und Ionenverhalten von Bedeutung sind. Durch diese Methoden können die Temperatur der Plasmateilchen, die Besetzungsdichte angeregter Niveaus und die Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen ermittelt werden. Wie in /44/ gezeigt wird, läßt speziell die Messung der Geschwindigkeitsverteilung mittels hochauflösender Spektroskopie Rückschlüsse auf Wandwechselwirkungsprozesse des Plasmas zu. Die Entwicklung von Farbstofflasern geringer Linienbreite (10^{-5}A oder 1 MHz) erlaubt solche Messungen mit einer spektralen Auflösung, die nur durch die natürliche Linienbreite der betrachteten Spektrallinie begrenzt wird /43/.
Durch die hohe spektrale Energiedichte des Lasers werden Messungen in Dichtebereichen möglich, bei denen die Emissionsspektroskopie in ihrer Nachweismöglichkeit erschöpft ist. Für die lokale Meßmethode der Fluoreszenzspektroskopie (Resonanzstreuung) ist der Farbstofflaser die ideale Lichtquelle.

Messungen von N.Rynn und Mitarbeitern /43/ an Bariumionen zeigen, daß durch die Frequenzselektion schmalbandiger Farbstofflaser bei der Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung auf hochauflösende Spektralgeräte, wie zum Beispiel ein Fabry-Perot, verzichtet werden kann.
Die hohe spektrale Auflösung ist speziell bei Experimenten an Plasmen mit sehr niedrigen Neutralteilchen- und Ionentemperaturen im Bereich einiger 100 K interessant, da hier die Linienbreiten sich meist nur unwesentlich von der Apparatebreiten herkömmlicher Spektralapparate unterscheiden.
Prinzipiell läßt sich in der Laserspektroskopie zwischen integralen Meßverfahren, hier wären die Absorptionsspektroskopie und die Resonanzinterferometrie zu nennen, und lokalen Meßverfahren unterscheiden, repräsentiert durch die schon vorher angesprochene Resonanzstreuung. Durch die beiden integralen Meßverfahren erhält man nur über den Lichtweg gemittelte Informationen. Neben der mittleren Besetzungsdichte des unteren Linienniveaus kann man auch bei der frequenzaufgelösten Messung eine gemittelte Geschwindigkeitsverteilung und Temperatur bestimmen. Beiden Meßverfahren ist gemeinsam, daß sie im Vergleich zur Lichtstreuung schon bei sehr geringen Laserintensitäten durchgeführt werden können. Dieses ist bei Messungen in Spektralbereichen, in denen nur sehr gering verstärkende Laserfarbstoffe zur Verfügung stehen, von besonderem Interesse. Außerdem kann bei solchen Messungen, wie in Kapitel 2.3.2 noch näher diskutiert wird, der Einfluß der auf das Atom einfallenden Lichtwelle vernachlässigt werden. In der vorliegenden Arbeit werden die drei hier vorgestellten experimentellen Meßverfahren am Beispiel der Messungen an einer Glimmentladung in Helium vergleichend dargestellt.

2. Theorie der resonanzspektroskopischen Meßverfahren

2.1.1 Absorption und Dispersion in einem gasförmigen Medium

Durchläuft eine elektromagnetische Welle der Form $\vec{E} = Re(\vec{E}_0 e^{i(\omega t)})$ ein Gasvolumen mit N Atomen, so werden die Atome durch das elektrische Feld der Welle polarisiert. Das am Ort der Atome wirksame Feld $\vec{F}$ erzeugt eine Polarisation $\vec{P}$, die durch

(2.1) $$\vec{P} = \tilde{\alpha} N \vec{F}$$

beschrieben wird. $\tilde{\alpha}$ bezeichnet die Polarisierbarkeit. Das Feld $\vec{F}$ ergibt sich aus der von Lorentz angegebenen Formel mit Hilfe der Feldstärke $\vec{E}$ zu /25/

(2.2) $$\vec{F} = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0}$$

(2.3) $$\vec{P} = \varepsilon_0(\varepsilon - 1)\vec{E}$$

Berücksichtigt man nun noch, daß die Dielektrizitätskonstante ε mit den optischen Größen des Brechungsindex n und der Absorption $\varkappa$ über /25/

(2.4) $$\varepsilon = \tilde{n}^2 = n^2(1 - i\varkappa)^2$$

verknüpft ist und das Gasvolumen aus Atomen mit unterschiedlichen Polarisierbarkeiten $\tilde{\alpha}_i$ zusammengesetzt ist, so erhält man aus den obigen Formeln /25/

(2.5) $$\frac{\tilde{n}^2 - 1}{\tilde{n}^2 + 2} = \frac{1}{3\varepsilon_0} \sum_i N_i \tilde{\alpha}_i$$

Für gasförmige Medien gilt im allgemeinen $|n^*| \approx 1$, so daß sich die letzte Gleichung wie folgt vereinfachen läßt /21/:

$$n^{*2} - 1 = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_i N_i \tilde{\alpha}_i \tag{2.6}$$

Gemäß der Voraussetzung $|n^*| \approx 1$ folgt für den komplexen Brechungsindex n^*

$$n^* = 1 + \frac{1}{2\varepsilon_0} \sum_i N_i \tilde{\alpha}_i - \frac{1}{8}\left(\frac{1}{\varepsilon_0} \sum_i N_i \tilde{\alpha}_i\right)^2 + \dots \quad . \tag{2.7}$$

In (2.7) können die Terme nach der linearen Ordnung für hinreichend verdünnte Gase vernachlässigt werden. Hiermit erhält man:

$$n^* - 1 = \frac{1}{2\varepsilon_0} \sum_i N_i \tilde{\alpha}_i \tag{2.8}$$

Der quantenmechanische Ausdruck für die komplexe Polarisierbarkeit eines Atoms im i-ten Quantenzustand berechnet sich gemäß /7/ zu

$$\tilde{\alpha}_i = \sum_{k \neq i} \frac{\frac{e^2}{m_e} f_{ik}}{\omega_{ik}^2 - \omega^2 + i\gamma_{ik}\omega} \tag{2.9}$$

wobei über alle diskreten Zustände ω_{ik} summiert und über das Kontinuum integriert werden muß. γ_{ik} bezeichnet die homogene Linienbreite. Bei einer starken Spektrallinie im Frequenzbereich unmittelbar um ω_{ik} können der Summationsanteil anderer Linien und das Integral über das Kontinuum in der Regel gegenüber dem Linienanteil vernachlässigt werden. Betrachtet man nun den komplexen Brechungsindex in der Nähe einer solchen Linie, d.h.

$$|\omega - \omega_{ik}| \ll \omega, \omega_{ik} \; ; \tag{2.10}$$

so ergibt sich für den Real- bzw. den Imaginärteil dieser Größe /25/

$$(2.11) \qquad n(\omega) - 1 = \pi r_0 c^2 \sum_i N_i f_{ik} \frac{(\omega_{ik} - \omega)\,\omega_{ik}^{-1}}{(\omega_{ik} - \omega)^2 + \gamma_{ik}^2/4}$$

$$(2.12) \qquad k(\omega) = \frac{2\omega n \varkappa}{c} = \pi c r_0 \sum_i N_i f_{ik} \frac{\gamma_{ik}}{(\omega_{ik} - \omega)^2 + \gamma_{ik}^2/4}$$

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2} = 2{,}818 \times 10^{-15}\ m$$

r_0 ist der klassische Elektronenradius.
Bisher wurde der neben dem Absorptionsprozeß auftretende Effekt der induzierten Emission vernachlässigt. Durch die induzierte Emission wird die Wechselwirkung des äußeren Strahlungsfeldes mit dem oberen Linienniveau N_k beschrieben. Um diesen Prozeß in (2.11) und (2.12) zu berücksichtigen, muß die Besetzungsdichte N_i durch den nichtinvertierten Anteil N^i ersetzt werden, der sich wie folgt berechnet /21/:

$$(2.13) \qquad f_{ik} N^i = N_i f_{ik} + N_k f_{ki}$$

Mit Hilfe der statistischen Gewichte g_i und g_k beider Linienniveaus erhält man für die Emissionsoszillatorenstärke f_{ki} : /25,26/

$$(2.14) \qquad f_{ki} = -\frac{g_i}{g_k} f_{ik},$$

so daß für N^i folgendes gilt:

$$(2.15) \qquad N^i = N_i - \frac{g_i}{g_k} N_k$$

Kann die Besetzung der beiden Niveaus durch eine Boltzmann-Verteilung beschrieben werden (thermisches Gleichgewicht), so folgt

für die nichtinvertierte Besetzungsdichte N^i:

$$(2.16) \qquad N^i = N_i \left(1 - \exp\left\{-\frac{E_k - E_i}{k_B T}\right\}\right)$$

Im Wien'schen Gebiet, d.h. $(E_k - E_i)/k_B T > 1$, kann die induzierte Emission vernachlässigt werden.

Durch die thermische Bewegung der Atome in einem Gas oder Plasma erfolgt die zusätzliche inhomogene Verbreiterung des Absorptions- bzw. Dispersionsverlaufes aufgrund des Dopplereffektes. Bewegt sich ein Atom mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$, v sei die Komponente des Geschwindigkeitsvektors $\vec{v}$ in Richtung der einfallenden Lichtwelle, so verschiebt sich die Resonanzfrequenz ω_{ik} um den Faktor $1 + \frac{v}{c}$ /7/.

$$(2.17) \qquad \omega_{ik} \longrightarrow \omega_{ik}\left(1 + \frac{v}{c}\right)$$

Bei der ungerichteten thermischen Bewegung der Atome in einem Gas oder Plasma wird die Wahrscheinlichkeit, daß die Geschwindigkeit des Atoms im Geschwindigkeitsintervall zwischen v und v + dv liegt, durch die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung beschrieben. Die Zahl der Teilchen dN^i in diesem Geschwindigkeitsintervall ergibt sich dann /7/ aus

$$(2.18) \qquad dN^i = N^i \left(\frac{M}{2\pi k_B T}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{M v^2}{2 k_B T}\right\} dv,$$

wobei M die Atommasse, T die Temperatur und k_B die Boltzmann-Konstante sind.

Ersetzt man nun N^i und ω_{ik} in den bisherigen Gleichungen für den Brechungsindex und Absorptionskoeffizienten gemäß den letzten beiden Formeln und integriert über alle auftretenden Geschwindigkeiten, so erhält man für den Absorptionskoeffizienten:

$$(2.19) \qquad k(\omega) = \pi r_0 c \sqrt{\frac{M}{2\pi k_B T}} \sum_i N_i f_{ik} \int_{-\infty}^{\infty} dv \, \frac{\gamma_{ik} \, e^{-\frac{M v^2}{2 k_B T}}}{\left[\omega - \omega_{ik}\left(1 + \frac{v}{c}\right)\right]^2 + \gamma_{ik}^2/4}$$

Für die weitere Diskussion dieser Formel erweist es sich als günstig, zunächst eine isoliert liegende Spektrallinie zu betrachten und folgende Größen einzuführen /8/:

$\omega_0 := \omega_{ik}$ die Resonanzfrequenz

$\beta := \frac{\omega_0}{c}\sqrt{\frac{2k_BT}{M}}$ die Dopplerbreite des Übergangs

$u := \frac{\omega-\omega_0}{\beta}$ der normierte Frequenzabstand zur Linienmitte

$\alpha := \frac{\gamma_{ik}}{2\beta}$ das Verhältnis von Stoßbreite zu Dopplerbreite

$y := \frac{v}{c}\sqrt{\frac{Mc^2}{2k_BT}}$ die normierte Geschwindigkeit der Atome

Für die Absorption und Dispersion erhält man unter Verwendung der eingeführten Größen die folgenden Formeln:

$$(2.20)\qquad k(\omega) = \frac{2\sqrt{\pi}\, c\, r_0\, \alpha\, f_{ik} N^i}{\beta} \int_{-\infty}^{\infty} dy\, \frac{e^{-y^2}}{(y-u)^2+\alpha^2}$$

und

$$(2.21)\qquad n(\omega)-1 = \frac{r_0\, \lambda_0\, c\, f_{ik} N^i}{2\sqrt{\pi}\,\beta} \int_{-\infty}^{\infty} dy\, \frac{(y-u)\, e^{-y^2}}{(y-u)^2+\alpha^2}$$

Wie Gleichung (2.20) zeigt, ist der spektrale Verlauf des Absorptionskoeffizienten k (ω) bis auf einen experimentspezifischen Faktor durch ein Voigtprofil $H(u,\alpha)$ bestimmt /8/.

$$(2.22)\qquad H(u,\alpha) = \frac{r_0\, c\, \alpha}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dy\, \frac{e^{-y^2}}{(y-u)^2+\alpha^2}$$

Für den Brechungsindex $n(\omega) - 1$ erhält man eine ähnliche Spektralfunktion $P(u,\alpha)$ /8/.

$$P(u,\alpha) = \tau_0 c\sqrt{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dy \, \frac{(y-u)\, e^{-y^2}}{(y-u)^2 + \alpha^2} \tag{2.23}$$

Diese Funktionen, die für verschiedene α in ihrem spektralen Verlauf in der Abbildung (2.1) dargestellt werden, sind die Informationsträger der Geschwindigkeitsverteilung. So geht die Funktion $H(u,\alpha)$ für $\alpha \ll 1$ in ein Dopplerprofil über. Die thermische Bewegung bestimmt in diesem Fall das Absorptionsprofil, und die Temperatur der Atome läßt sich aus der Halbwertsbreite $\Delta\omega_{1/2}$ des Profiles, wie folgt, berechnen /25/:

$$\Delta\omega_{1/2} = \sqrt{\ln 2}\ \beta \tag{2.24}$$

und

$$T = \frac{M}{2 k_B \ln 2} \left(c \frac{\Delta\omega_{1/2}}{\omega_0}\right)^2 \tag{2.25}$$

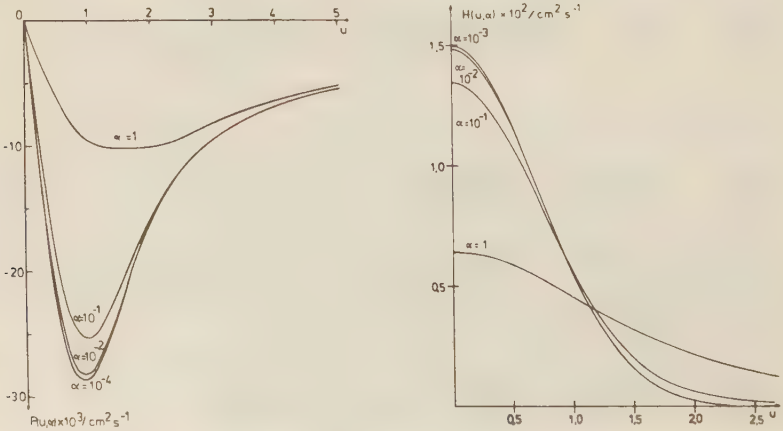


Abbildung 2.1 Absorptions- und Dispersionsverläufe im Bereich einer isolierten Linie berechnet nach 2.22 und 2.23

Beim Dispersionsverlauf $P(u,\alpha)$ ist der Sachverhalt komplizierter. Im Falle, daß die homogene Linienbreite das Profil bestimmt, d.h. das Absorptionsprofil ein Lorentzprofil ist, liegen die Extremwerte der Dispersionskurve bei $\omega = \omega_0 \pm \gamma_{ik}/2$ also bei der halben homogenen Linienbreite. In den anderen Fällen können die Extremwerte nicht mehr analytisch dargestellt werden. Ihre Lage folgt aus der Gleichung

$$\int_{-\infty}^{\infty} dy\, e^{-y^2} \left(\frac{(y-u)^2 - \alpha^2}{\{(y-u)^2 + \alpha^2\}^2} \right) = 0 \qquad (2.26)$$

deren spektraler Verlauf aus der Abbildung 2.2 zu entnehmen ist. Es zeigt sich jedoch in Analogie zu dem druckverbreiterten Fall, daß diese Extremstellen in der Nähe der Dopplerbreite liegen.

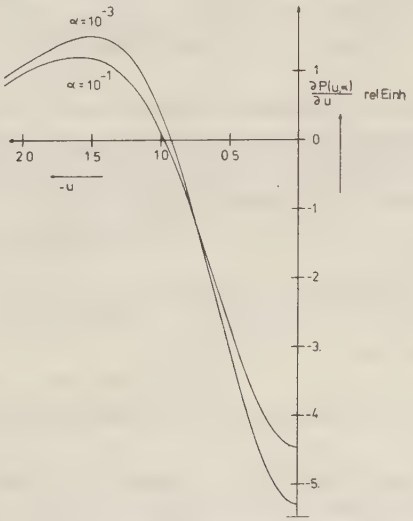


Abbildung 2.2 Berechneter differenzierter Dispersionsverlauf

2.1.2 Gültigkeitsgrenze für die Anwendung der linearen Dispersionstheorie in der Resonanzspektroskopie

Eine entscheidende Voraussetzung für die Gültigkeit der Formeln für Absorption und Dispersion des Kapitels 2.1.1 lautet $|n^*| \approx 1$. Hieraus folgert man jedoch sofort mit 2.5

$$(2.27) \qquad \left| \frac{1}{3\varepsilon_0} N^i \tilde{\alpha}_i \right| \ll 1 .$$

Im unmittelbaren Bereich einer Spektrallinie ändert sich die Polarisierbarkeit $\tilde{\alpha}_i$, die im Falle der überwiegenden Druckverbreiterung durch

$$(2.28) \qquad \tilde{\alpha}_i(\omega) = \frac{2\pi\varepsilon_0 r_0 c^2 f_{ik}}{\omega_0} \; \frac{\omega_0 - \omega - i\gamma/2}{(\omega_0-\omega)^2 + \gamma^2/4}$$

beschrieben werden kann, um mehrere Größenordnungen, so daß die Anwendung der linearen Dispersionstheorie einschränkend auf die maximal zulässige Besetzungsdichte N^i wirkt. Wird zusätzlich die Dopplerverbreiterung berücksichtigt, so folgt bei Verwendung der Spektralfunktionen $P(u, a)$ und $H(u, a)$ für die Polarisierbarkeit

$$(2.29) \qquad \alpha_i(u) = \frac{\lambda_0 f_{ik} \varepsilon_0}{\pi \beta} \left(P(u,a) - i\pi H(u,a) \right).$$

Hiermit erhält man aus 2.27

$$(2.30) \qquad \left| \frac{N^i f_{ik}}{\beta} \frac{\lambda_0}{3\pi} \left(P(u,a) - i\pi H(u,a) \right) \right| \ll 1.$$

Mit Hilfe der Gleichungen 2.22 und 2.23 wurde das Verhältnis zwischen Imaginärteil und Realteil von 2.30 berechnet. Dieser Quotient ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

Wie hieraus zu ersehen ist, überwiegt der Imaginärteil im

unmittelbaren Bereich des Spektralüberganges.

(2.31) $$|P(u,\alpha)| < |\pi H(u,\alpha)|$$

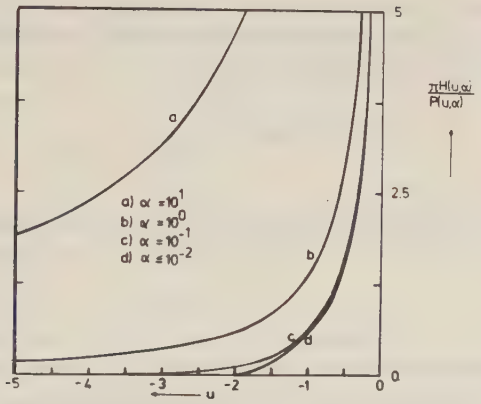


Abbildung 2.3 Quotient aus Imaginär- und Realteil der komplexen Polarisierbarkeit

Damit folgt aus 2.30:

(2.32) $$\frac{N^i f_{in} \lambda_0}{3\pi\beta} |2\pi H(u,\alpha)| \ll 1,$$

eine verschärfte Forderung an N^i.
Wie aus Abbildung 2.1 ersichtlich wird, gilt:

(2.33) $$|2\pi H(u,\alpha)| < 1 \quad \frac{cm^2}{s}$$

Für Wellenlängen im sichtbaren Spektralgebiet folgt:

(2.34) $$\frac{\lambda_0}{3\pi} < 10^{-5} \quad cm\ .$$

Hieraus ergibt sich abschließend, daß sich unter der Bedingung

(2.35) $$\frac{f_{ik} N^i}{\beta} \approx 1 \text{ cm}^3 \text{ s}$$

die lineare Dispersionsbeziehung auch im Bereich einer Spektrallinie gut anwenden läßt. Bei Dopplerbreiten β um 10^{10} Hz und einer starken Linie mit $f_{ik} \approx 0{,}5$ folgt hieraus für N^i

$$N^i \leq 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}.$$

2.2 Experimentelle Bestimmung des Absorptions- und Dispersionsverhaltens.

Durch den komplexen Brechungsindex $n^*(\omega)$ werden die Absorption $k(\omega)$ und die Dispersion $n(\omega)-1$ miteinander verknüpft. Beide Größen lassen sich jedoch durch voneinander unabhängige Meßverfahren bestimmen. Der Imaginärteil von $n^*(\omega)$, die Absorption $k(\omega)$, kann mit Hilfe der Absorptionsspektroskopie gemessen werden. Die Meßgröße dieses Verfahrens ist die Transmission $T(\omega)$. Die Interferometrie liefert den Realteil von $n^*(\omega)$, die Dispersion $n(\omega)-1$. Bei diesem Experiment wird das Meßsignal in Form der Streifenverschiebung $\Delta s(\omega)/s$ registriert. Beide Meßverfahren liefern eine über den Sehstrahl gemittelte Information, die von der einfallenden Laserintensität unabhängig ist. Die theoretische Deutung dieser Meßgrößen wird im Folgenden näher erläutert.

2.2.1 Die Absorptionsspektroskopie

Durchläuft eine elektromagnetische Welle der Intensität $I_0(\omega)$ eine absorbierende Schicht der Länge l, so ergibt sich die transmittierte Intensität $I(\omega)$ nach der Durchstrahlung der Schicht aus dem Beer'schen Gesetz:

$$(2.36)\qquad T(\omega) := \frac{I(\omega)}{I_0(\omega)} = \exp\left\{-\int_0^{\ell} dl\, k(\omega)\right\}$$

Mit T (ω) wird die Transmission bezeichnet, und k (ω) gibt die Absorption gemäß Gleichung 2.20 an. Die Beschränkung auf homogene Schichten vereinfacht 2.36 zu:

$$(2.37)\qquad T(\omega) = \exp\{-k(\omega)\cdot\ell\}$$

Bei einer optisch dünnen Schicht, d.h. $k(\omega)\cdot\ell \ll 1$, folgt aus der Reihenentwicklung der Exponentialfunktion:

$$(2.38)\qquad T(\omega) = 1 - k(\omega)\ell$$

Die Messung der frequenzintegrierten Gesamtabsorption A gibt die Möglichkeit, die nichtinvertierte Besetzungsdichte N^i zu bestimmen. Ersetzt man k (ω) in 2.36 gemäß 2.20 und integriert über die Frequenz, so erhält man für die Gesamtabsorption:

$$(2.39)\qquad A := \int_{-\infty}^{\infty} d\omega\,(1-T(\omega)) = 2\pi N^i f_{ik}\,\ell \int_{-\infty}^{\infty} H(u,a)\,du$$

Hierbei bietet die Bestimmung von N^i aus dem Gesamtprofil den Vorteil, daß keine Absolutinformationen über die Frequenzstelle der Messung und über die Dopplerbreite notwendig sind. Die Integration über das normierte Voigtprofil $H(u,a)$ liefert lediglich eine Konstante, denn es gilt:

$$(2.40)\qquad \int_{-\infty}^{\infty} H(u,a)\,du = \pi\,\eta_0 C$$

Für den allgemeinen Fall der Absorptionsmessung, bei dem eine Taylorentwicklung der Exponentialfunktion nicht mehr zulässig ist, erhält man eine der Gleichung 2.39 analoge Form.

$$(2.41)\qquad -\int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, \ln T(\omega) = 2\pi^2 \eta_0 c\, N^i f_{ik}\,\ell$$

2.2.2 Die Resonanzinterferometrie

Die gebräuchlichsten Zweistrahlinterferometer /1-22/ sind das Mach-Zehnder- und das Michelsoninterferometer. Letzteres liegt gegenüber dem Mach-Zehnder um einen Faktor zwei höher in der Nachweisempfindlichkeit. Der spektrale Verlauf des Meßsignales in der Detektorebene eines solchen Zweistrahlinterferometers wird durch die lineare Superposition der durch die beiden Interferometerarme laufenden Teilwellen der Feldstärke $\frac{1}{2}\vec{E}_0(\omega)$ gegeben. Für den Intensitätsverlauf $I(\omega)$ in einem Punkt der Detektorebene ergibt sich im zeitlichen Mittel:

$$I(\omega) = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\frac{E_0^2(\omega)}{4}\left(1 + e^{-K(\omega)} + 2e^{-\frac{K(\omega)}{2}}\cos\phi(\omega)\right) \tag{2.42}$$

$$I_0(\omega) = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,E_0^2(\omega)$$

entspricht der in das Interferometer eingestrahlten Intensität. μ_0, ε_0 bezeichnen die Permeabilitäts- bzw. die Dielektrizitätskonstante im Vakuum. K (ω) berücksichtigt die Strahlungsabsorption im Meßarm des Interferometers. Diese wird bei einem homogenen Medium durch

$$K(\omega) = 2\ell\, k(\omega) \tag{2.43}$$

mit k (ω) nach 2.20 gegeben. ϕ (ω) bezeichnet den Phasenunterschied zwischen Referenz- und Meßwelle im Interferometer. Hierbei resultiert ϕ (ω) aus dem geometrischen Wegunterschied $\Delta\ell$ und der Dispersion des Testgases für parallele Teilwellen zu:

$$\phi(\omega) = \frac{2\omega}{c}\left\{(n(\omega)-1)\ell + \Delta\ell\right\} \tag{2.44}$$

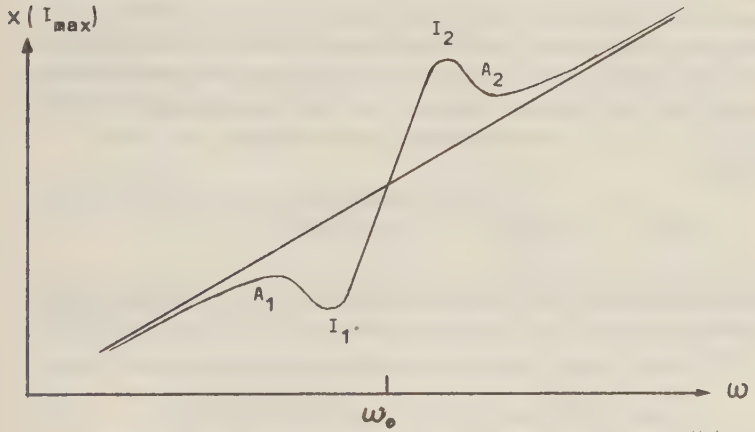
n (ω)-1 wird durch Gleichung 2.21 definiert.
Die relative Streifenverschiebung $\Delta s(\omega)/s$ berechnet sich aus der letzten Formel zu:

$$\frac{\Delta s(\omega)}{s} = \frac{\omega}{\pi c}\left\{[n(\omega)-1]\ell + \Delta\ell\right\} = \frac{2}{\lambda}\left\{[n(\omega)-1]\ell + \Delta\ell\right\} \tag{2.45}$$

Wird die Interferenzstreifenverschiebung außerhalb einer Spektrallinie registriert, so beobachtet man in der Detektorebene des Interferometers gemäß

$$\frac{\Delta s}{s}(\omega) = \frac{\omega}{\pi c}\Delta l \qquad (2.46)$$

eine lineare örtliche Verschiebung der Interferenzstreifen $x(I_{max})$ bei einer kontinuierlichen Frequenzänderung. Liegt jedoch eine Spektrallinie in dem betrachteten Frequenzintervall, so ergeben sich Abweichungen von diesem linearen Verlauf, die durch die Größe $2\,l\,(n(\omega)-1)$ bestimmt werden. Diese Abweichungen sind in der folgenden Graphik für das Intensitätsmaximum eines Interferenzstreifens I_{max} fester Ordnung frequenzabhängig dargestellt. Die hierbei beobachteten lokalen Extremwerte (bezeichnet mit I und A) werden als Haken bezeichnet.



Im allgemeinen unterscheidet man zwischen den inneren Haken I_1 und I_2, nahe bei ω_0, und den äußeren Haken A_1 und A_2, die weiter außerhalb des Überganges liegen. Die Lage dieser Haken hängt sowohl von $2\Delta l$ als auch von $2l(n(\omega)-1)$ ab. Da nun gemäß 2.42 das Interferenzfeld in den äußeren Flügeln der Spektrallinie durch Absorption

unbeeinflußt bleibt, kann die spektrale Lage der äußeren Haken ohne Schwierigkeiten bestimmt werden. Aus ihrem Abstand Δ kann dann das Produkt $N^i f_{ik} l$ ermittelt werden. Definiert man als Interferometerkonstante K_I /21/

$$K_I := \frac{2\Delta l}{\lambda} \,, \tag{2.47}$$

so folgt für $N^i f_{ik} l$ /21/

$$N^i f_{ik} l = \frac{\pi K_I}{\tau_0} \frac{\Delta^2}{\lambda_0^3} \,, \tag{2.48}$$

wobei mit λ_0 die Resonanzwellenlänge bezeichnet ist. Diese Methode läßt sich jedoch nur dann erfolgreich anwenden, wenn die Größe $N^i f_{ik} l$ genügend groß ist, um in den Flügeln der Spektrallinie noch eine merkliche Dispersionsänderung hervorzurufen. Dieses Meßverfahren wird bei fast allen Arbeiten /1-22/ verwendet, deren Ziel meist die Messung relativer f_{ik} -Werte ist. Bei kleinem $N^i f_{ik} l$ beobachtet man hingegen keine Ausbildung von äußeren Haken. Es kommt nur unmittelbar um die Resonanzfrequenz zu einer merklichen Streifenverschiebung. Für $\Delta l = 0$ wird die Streifenverschiebung mit 2.21 durch die Formel

$$\frac{\Delta S(\omega)}{S} = \frac{N^i f_{ik} l}{\pi \beta} P(u(\omega), \alpha) \tag{2.49}$$

gegeben. Wird die Streifenverschiebung aus dem Intensitätsverlauf in der Detektionsebene des Interferometers bestimmt, so erhält man mit 2.36 aus 2.42

$$I(\omega) = \frac{1}{4} I_0(\omega) \left(1 + T^2(\omega) + 2T(\omega)\phi(\omega)\right) \tag{2.50}$$

Durch die Abnahme der Transmission $T(\omega)$ wird die Messung der Phasenverschiebung $\phi(\omega)$ bzw. der Streifenverschiebung $\Delta S(\omega)/S$ erschwert. Dieses wird deutlich, wenn der Kontrast V des Interferenzfeldes, der nach Michelson durch die Formel /8/

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \tag{2.51}$$

beschrieben wird, näher betrachtet wird. Mit 2.42 folgt

$$V = \frac{2\,e^{-\frac{K}{2}}}{1 + e^{-K}} = \frac{1}{\cosh K/2} \tag{2.52}$$

oder

$$K = 2\,\mathrm{arcosh}\,(V^{-1}) \tag{2.53}$$

Da bei starker Absorption der Kontrast der Interferenzstreifen gegen den Wert Null geht, ist eine Beobachtung der Interferenzstreifenverschiebung nicht möglich. Ist dies nicht der Fall kann jedoch der Phasenverlauf $\phi(\omega)$ und damit der Verlauf der Interferenzstreifenverschiebung mit Hilfe der Gleichung

$$4\cos^2\frac{\phi(\omega)}{2} = \frac{4\frac{I(\omega)}{I_0(\omega)} - 1}{T(\omega)} - T(\omega) + 2 \tag{2.54}$$

bestimmt werden. Neben dem registrierten Meßsignal I (ω) muß jedoch die Intensität der einfallenden Strahlung I_0 (ω) und die Transmission T (ω) bekannt sein.

2.2.2.1 Der Brechungsindex eines Plasmas

In einem Plasma tragen neben den Neutralteilchen auch die Ladungsträger, d.h. die Ionen und Elektronen, zur Absorption und Dispersion bei. Da sich nun die Polarisierbarkeiten der Plasmakomponenten addieren, folgt für den Gesamtbrechungsindex des Plasmas n_{Pl} /9,24/:

$$(n_{Pl} - 1) = (n_{ej} - 1) + (n_j - 1) + (n_a - 1) \tag{2.55}$$

$n_{ej} - 1$ ist der Beitrag der freien Ladungsträger (Ionen und Elektronen) zum Brechungsindex des Plasmas. $n_j - 1$ und $n_a - 1$ werden durch die Polarisation der an die Ionen- bzw. Neutralteilchen gebundenen Elektronen (Linienanteile) bestimmt.

Die beiden Linienanteile lassen sich mit den im Kapitel 2.1.1 hergeleiteten Gleichungen behandeln. Der Anteil der Ladungsträger ergibt sich nach /24/ zu:

$$n_{ej} = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\left\{1 + z^2 \frac{N_j m_e}{N_e m_j}\right\}\right)^{1/2} \tag{2.56}$$

In der letzten Formel bedeuten N_e die Elektronendichte, N_j die Ionendichte, z die Ladungszahl, m_e die Elektronenmasse, m_j die Ionenmasse und ω_p die Plasmafrequenz, die nach /9,24/

$$\omega_p^2 = \frac{z^2 N_e}{\varepsilon_0 m_e} \tag{2.57}$$

lautet. Kann für das Plasma Quasineutralität vorausgesetzt werden, d.h.

$$N_j = N_e \tag{2.58}$$

so folgt, daß der Ionenanteil in 2.56 für ein einfach ionisiertes Plasma

$$z^2 \frac{N_j m_e}{N_e m_j} \approx 10^{-4} \tag{2.59}$$

beträgt und vernachlässigt werden kann. In diesem Fall ergibt sich dann aus 2.56 /24/:

$$n_{ej} = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{1/2} \tag{2.60}$$

Für $\omega_p^2 / \omega^2 \ll 1$ folgt aus obiger Formel /9/

$$n_{ej} - 1 = -\frac{1}{2}\frac{\omega_p^2}{\omega^2} = -4{,}46 \times 10^{-14} N_e \lambda^2 \tag{2.61}$$

mit λ / cm und N_e / cm^{-3}.

Im sichtbaren Spektralbereich ($\lambda \approx 0{,}6 \times 10^{-4}$ cm) gilt bei einem schwach ionisierten Plasma mit $N_e < 10^{12}$ cm^{-3}:

$$|n_{e_i} - 1| < 1{,}6 \times 10^{-10}$$

Daher kann der Ladungsträgeranteil des Brechungsindex nahe einer Spektrallinie vernachlässigt werden. Der Einfluß der übrigen Ionen- und Neutralteilchenlinien hängt von ihrer Oszillatorenstärke und vom Frequenzabstand zur Frequenz der einfallenden Strahlung ab. Beschränkt man sich auf kleine Frequenzintervalle nahe einer isolierten Spektrallinie, so ergeben diese Anteile nur einen konstanten Untergrund.

2.2.2.2 Grenzen für die Anwendung der Resonanzinterferometrie

Wie in Kapitel 2.2.2 bereits diskutiert wurde, wird bei der frequenzabhängigen Messung der Streifenverschiebung $\Delta s(\omega)/s$ im Bereich der Spektrallinie die Messung durch die Abnahme des Streifenkontrastes mit wachsender Absorption erschwert. Für die Streifenverschiebung in diesem Bereich gilt nach 2.49:

$$\frac{\Delta s(\omega)}{s} = \frac{2l}{\lambda}(n(\omega)-1) = \frac{N^i f_{ik} l}{\pi \beta} P(n(\omega), \alpha) \tag{2.62}$$

Der Streifenkontrast wird mit 2.52 und 2.20 durch

$$K = 2 \operatorname{arcosh}(V^{-1}) = \frac{4\pi l f_{ik} N^i}{\beta} H(n(\omega), \alpha) \tag{2.63}$$

beschrieben.
2.52 und 2.63 beschreiben den Einfluß der Absorption auf die Beobachtung der Interferenzstreifenverschiebung $\Delta s(\omega)/s$. Neben der Abhängigkeit von

spektralem Verlauf, gegeben durch $H(u(\omega),a)$, ist die Absorption direkt proportional zum Produkt aus $N^i f_{ik} l$. Gleichung 2.62 zeigt, daß die relative Streifenverschiebung auch proportional zu $N^i f_{ik} l$ variiert. Um die Streifenverschiebung an einer bestimmten Frequenzstelle experimentell zu bestimmen, muß die Streifenverschiebung oberhalb eines Minimalwertes ξ liegen (bedingt durch die Stabilität des Interferometers), und der Kontrast der Interferenzstreifen darf einen Minimalwert V_0 nicht unterschreiten. Aus 2.63 folgt:

$$N^i f_{ik} l \leq \operatorname{arcosh}(V_0^{-1}) \cdot \frac{\beta}{2\pi H(u,a)} \tag{2.64}$$

Mit 2.62 ergibt sich für ξ ,

$$\xi \leq \frac{N^i f_{ik} l}{\pi \beta} P(u,a) \tag{2.65}$$

oder für das Produkt $N^i f_{ik} l$:

$$N^i f_{ik} l \geq \xi \pi \beta \{P(u,a)\}^{-1} \tag{2.66}$$

Der Quotient aus 2.64 und 2.66 beschreibt dann den für die interferometrischen Messungen nutzbaren Dichtebereich. N_{min} bezeichnet die sich aus Gleichung 2.65 ergebene minimale Dichte, N_{max} folgt aus 2.64:

$$\frac{N_{min}}{N_{max}} = \frac{2\pi^2 \xi}{\operatorname{arcosh}(V_0^{-1})} \cdot \frac{H(u,a)}{P(u,a)} \tag{2.67}$$

Mit 2.67 läßt sich nun sehr einfach, bei vorgegebenem Auflösungsvermögen der Meßapparatur (ξ, V_0), das Verhältnis zwischen minimal benötigter Dichte N_{min} und der maximalen Dichte N_{max} bestimmen. Der Absolutwert ist natürlich von der betrachteten Linie (f_{ik}) und der Schichtlänge l abhängig und folgt aus 2.64 bzw. 2.66. Ferner ergibt sich über α eine Abhängigkeit von der Art der Linienverbreiterung. Betrachtet man einen Spektralübergang im dopplerbestimmten Fall, d.h. $\alpha \ll 1$ im gesamten Bereich zwischen N_{max} und N_{min}, so ist für die Frequenzstelle $|\omega - \omega_0| \approx \beta$ ($|u| \approx 1$) wie Abbildung 2.3 zeigt die maximale Streifenverschiebung zu erwarten. Die obere Nachweisgrenze sei nun de-

durch gegeben, daß der Kontrast V_0 hier auf 1/10 des ursprünglichen Wertes sinken darf. Die untere Grenze soll bei einer Streifenverschiebung von ξ = 1/20 liegen. Damit ergibt sich nun mit 2.67:

(2.68) $N_{min} / N_{max} \approx 1/16.$

2.3 Die Resonanzstreuung

In der neueren Literatur /30-42/ ist es üblich, auch die Streuung an angeregten Niveaus mit Resonanzstreuung zu bezeichnen, anstatt korrekterweise mit Fluoreszensspektroskopie. Diese Bezeichnungsweise soll hier beibehalten werden. Der fundamentale Unterschied zu den bisher diskutierten Methoden der Absorptionsspektroskopie und Resonanzinterferometrie ergibt sich durch die Möglichkeit der lokalen Messung von Neutralteilchen- bzw. Ionenparametern. Hierzu werden aber im Vergleich zu den beiden ersten Methoden in der Regel sehr viel höhere Strahlungsintensitäten benötigt. Um eine quantitative Dichtebestimmung mit dieser Methode durchzuführen, müssen neben der Geometrie des Streuvolumens die Intensität der einfallenden Strahlung $I_0(\omega_1)$ und der differentielle Streuquerschnitt $\frac{d^2\sigma(\omega_1)}{d\Omega\, d\omega_2}$ bekannt sein. Für die Intensität der gestreuten Strahlung $I_s(\omega_2)$ gilt dann /28/:

(2.69) $$dI_s(\omega_2) = I_0(\omega_1)\cdot N\cdot l\, \frac{d^2\sigma(\omega_1)}{d\Omega\, d\omega_2}\, d\Omega\, d\omega_2$$

N ist die Dichte der Teilchen, an denen gestreut wird, l die Länge des Streuvolumens und $d\Omega$ der Raumwinkel, aus dem die Streustrahlung mit der Frequenz ω_2 beobachtet wird. Wie aus der obigen Gleichung ersichtlich ist, wird die gestreute Intensität $I_s(\omega_2)$ neben den äußeren experimentspezifischen Faktoren nur noch durch den differentiellen Streuquerschnitt bestimmt. Er beinhaltet die Abhängigkeit von der Frequenz der einfallenden Strahlung und der Streustrahlung. Ausgehend vom klassischen Dipolverhalten der Atome erhält man für das Frequenzspektrum der gestreuten Strahlung /25/ in Abhängigkeit von der Frequenz der einfallenden Strahlung ω_1 :

(2.70) $$\frac{d^2\sigma(\omega_1)}{d\Omega\, d\omega_2} = r_0^2\, \frac{\omega_1^4}{(\omega_0^2-\omega_1^2)^2+\omega_1^2\gamma_{ik}^2}\, \sin^2\vartheta$$

ϑ ist der Winkel zwischen einfallender und gestreuter Strahlung. Der in 2.70 angesprochene Fall der klassischen Streuung kann jedoch nicht sofort auf die Laserstreuung übertragen werden. Durch die inzwischen erreichten hohen spektralen Intensitäten moderner Lasersysteme können zusätzlich nichtlineare Effekte auftreten, wie zum Beispiel die Sättigung. Durch das starke elektromagnetische Feld der Laserlichtwelle werden die homogenen Linienprofile verbreitert. Dieser Effekt wird mit Sättigungsverbreiterung ("power broadening") bezeichnet. Auch das Streuspektrum zeigt, wie die Arbeiten von Walther /39/ und Grove /38/ darstellen, neben dem elastischen Anteil (vergl. 2.70) noch inelastische Komponenten. Eine alle Effekte umfassende Theorie zur Behandlung der Laserstreuung gibt es bisher nicht. Die wichtigsten Ergebnisse der Streutheorie, so weit sie für die vorliegende Arbeit von Interesse sind, folgen in den nächsten beiden Kapiteln.

2.3.1 Resonanzstreuung bei kleiner Laserintensität

Ausgehend von den Betrachtungen von Heisenberg und Kramers /33/ zeigt Huber in seinen Arbeiten, daß sich das Frequenzspektrum der gestreuten Strahlung aus dem Erwartungswert der zeitlichen Autokorrelation des induzierten Dipolmomentoperators $\langle P^*_{ki}\, P_{ki}(t) \rangle$ durch eine Fouriertransformation berechnen läßt /30-32/

$$(2.71)\qquad \frac{d^2\sigma(\omega_2)}{d\Omega\, d\omega_2} = \frac{\omega_1 \omega_2^3}{2\pi c^4} \int_{-\infty}^{\infty} dt\, \exp\{-i(\omega_2-\omega_1)t\}\, \langle P^*_{ki}\, P_{ki}(t)\rangle$$

mit

$$(2.72)\qquad P_{ki} = {}^{i}/_{\hbar} \int_{-\infty}^{0} dt'\, e^{-i\omega_1 t'} \left[\vec{\varepsilon}_2 \vec{d}_{ji}\, e^{iH_0 t/\hbar} \vec{\varepsilon}_1 \vec{d}\, e^{-iH_0 t/\hbar} \right]$$

$$(2.73)\qquad P_{ki}(t) = \exp\left\{ \frac{iH_0 t}{\hbar} \right\} P_{ki} \exp\left\{ -\frac{iH_0 t}{\hbar} \right\} .$$

$\vec{d}$ bezeichnet den Dipolmomentoperator, H_0 den Hamiltonoperator, $\vec{\epsilon}_1$ die Polarisationsrichtung der einfallenden Strahlung, $\vec{\epsilon}_2$ die der Streustrahlung und $[\ ...,...\ ]$ die Poissonklammer.
Um den Spektralverlauf des differentiellen Streuquerschnitts weiter zu diskutieren, wird ein Zweiniveausystem mit nichtdegenerierten Quantenzuständen $|i\rangle$ und $|k\rangle$ betrachtet. Die zugehörige Wellenfunktion $\psi(t)$ läßt sich durch /42/

$$\psi(t) = \alpha(t)\,|i\rangle + \beta(t)\,|k\rangle \tag{2.74}$$

beschreiben. Es zeigt sich /70/, daß sich die Operatoren dieses Systems auf zweireihige Matrizen, analog zu einem Spin 1/2-System, abbilden lassen. Dieses System läßt sich dann durch die Spinoperatoren S_x, S_y, S_z, S_+ und S_- mit /70/

$$S_{\pm} = S_x \pm iS_y \tag{2.75}$$

behandeln. Man erhält hiermit für den Hamiltonoperator eines ungestörten Systems /42, 70/

$$H_0 = \hbar\,\omega_0\,S_z \tag{2.76}$$

mit $\omega_0 = \omega_k - \omega_i$.
Der Dipolmomentoperator $\vec{d}$ kann mit Hilfe seines Betrages d und den Spinoperatoren S_+ und S_- wie folgt dargestellt werden:

$$\vec{d} = d\,(S_+ + S_-) \tag{2.77}$$

S_+ beschreibt in dieser Darstellung die Absorption des einfallenden Lichtquantes, während S_- den Emissionsprozeß widerspiegelt. Bildet der atomare Dipol mit der einfallenden Strahlung einen Winkel Θ, so ergibt sich nach einigen Umrechnungen:

$$\vec{\epsilon}\,\vec{d} = \exp(-i\Theta)\frac{d}{2}S_+ + \exp(i\Theta)\frac{d}{2}S_- =: \alpha_i S_+ + \alpha_k S_- \tag{2.78}$$

Mit α_i ist das Absorptionsmatrixelement und α_k das Emissionsmatrixelement bezeichnet /30-32/. Mit diesem Ergebnis läßt sich P_{ki} in 2.72 auch wie folgt darstellen /30/:

$$P_{ki} = \frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{0} \alpha_k \alpha_i \left[S_-, S_+(t) \right] \exp(-i\omega_i t)\, dt \tag{2.79}$$

Zur Berechnung der zeitlichen Entwicklung der Operatoren $S_\pm$ gemäß /70/

$$\dot{S}_\pm = \frac{i}{\hbar} \left[H, S_\pm \right] \tag{2.80}$$

wird der funktionale Aufbau des Hamiltonoperators der Atome benötigt. Dieser wird in nullter Näherung durch den Operator des ungestörten Systems 2.76 gegeben, muß aber aufgrund der elastischen und inelastischen Wechselwirkungsprozesse der Atome untereinander und der Atome mit Ladungsträgern erweitert werden. Nicht zuletzt spielen die radiative Kopplung der beiden Niveaus bei hohen Laserintensitäten, die Relaxationsprozesse durch Strahlung und die natürliche Strahlungsdämpfung eine entscheidende Rolle. Bedingt durch die Vielfachheit der hier auftretenden Prozesse müssen an dieser Stelle vereinfachende Annahmen gemacht werden. Die Beschränkung auf kleine Laserleistungen gestattet es, die radiative Kopplung der beiden atomaren Niveaus zu vernachlässigen. Diese Kopplung wird, wie später noch näher erläutert wird, durch Nichtdiagonalelemente des Hamiltonoperators beschrieben. Auch bei den Relaxationsprozessen sollen nur solche zugelassen werden, die sich wie die spontane Emission durch Diagonalelemente beschreiben lassen. Unter diesen Voraussetzungen hat der Hamiltonoperator dann folgende formale Gestalt:

$$H = H(t)\, S_k \tag{2.81}$$

Mit 2.80 ergibt sich aus 2.81:

$$\dot{S}_\pm(t) = \frac{i\, H(t)}{\hbar} S_\pm \tag{2.82}$$

Durch Integration folgt hieraus /31/:

$$(2.83) \qquad S_{\pm}(t) = S_{\pm} \exp\left\{\pm \int_0^t dt' \frac{H(t')}{\hbar}\right\}$$

Zur Berechnung des induzierten Dipolmomentoperators P_{ki} wird nach 2.79 noch der Kommutator /31/

$$(2.84) \qquad [S_-, S_+(t)] = -2 S_z \exp\left\{i \int_0^t dt' \frac{H(t')}{\hbar}\right\}$$

benötigt.
Mit 2.84 erhält man für

$$(2.85\,a) \qquad P_{ki} = -i/\hbar \int_{-\infty}^{0} dt\, \alpha_k \alpha_i 2 S_z \exp\left\{-i\omega_i t + i \int_0^t dt' \frac{H(t')}{\hbar}\right\}$$

und /31/ $P_{ki}(t)$:

$$(2.85\,b) \qquad P_{ki}(t) = -i/\hbar \int_{-\infty}^{0} dt' \alpha_k \alpha_i 2 S_z(t) \exp\left\{-i\omega_i t - i \int_0^t dt' \frac{H(t')}{\hbar} + i \int_0^{t+t'} dt'' \frac{H(t'')}{\hbar}\right\}$$

Neben der natürlichen Strahlungsdämpfung, repräsentiert durch γ_{ik}, sollen solche "Störprozesse" berücksichtigt werden, die sich, wie die Strahlungsdämpfung, durch Diagonalelemente des Hamiltonoperators beschreiben lassen. Ein Beispiel hierfür sind die elastischen Stöße der Atome untereinander /31/.

$$(2.86) \qquad i \int_0^t dt' \frac{H(t')}{\hbar} = i\omega_0 t - \gamma_{ik}|t| + i \int_0^t \delta\omega(t')\, dt'$$

Die thermische Bewegung der Atome führt ferner zu der folgenden Korrektur:

$$(2.87) \qquad \alpha_{i,k} \longrightarrow \alpha_{i,k} \exp\{i \vec{k}_{i,k} \vec{v} t\}.$$

$\vec{k}_{i,k}$ bezeichnet den Wellenvektor der einfallenden bzw. gestreuten Strahlung, $\vec{v}$ die thermische Geschwindigkeit der Atome. Mit 2.86 und 2.87 läßt sich $P_{ki}(t)$ in der folgenden Weise darstellen:

$$(2.88)\qquad P_{ki}(t) = -\tfrac{i}{\hbar}\int_{-\infty}^{0} dt'\, 2\alpha_k\alpha_i S_z(t) \exp\{i(\omega_0-\omega_i)t + i\int_{t}^{t+t'} d\tilde{t}\,\delta\omega(\tilde{t}) - \gamma_{ik}|t'| + i\vec{k}_i\vec{v}(t+t') - i\vec{k}_k\vec{v}t\}$$

Für P_{ki} folgt eine analoge Darstellung. Die bisherigen Überlegungen gestatten es nun, den differentiellen Streuquerschnitt nach 2.71 wie folgt anzugeben /32/:

$$(2.89)\qquad \frac{d^2\sigma(\omega_2)}{d\Omega\, d\omega_2} = \frac{2|\alpha_i|^2|\alpha_k|^2\omega_1\omega_2^3}{\pi\hbar^2c^4}\int_{-\infty}^{\infty} dt\, \exp\{-i(\omega_2-\omega_1)t\}\,\langle S_i\, S_k(t)\rangle \cdot F$$

$$F = \int_{-\infty}^{0} dt' \int_{-\infty}^{0} dt''\exp\{i(\omega_0-\omega_1)(t'-t'') - \gamma_{ik}(|t'|+|t''|)\}\cdot V$$

$$V = \langle \exp\{i\vec{k}_i\vec{v}(t+t'+t'') - i\vec{k}_k\vec{v}t\}\rangle \langle \exp\{-i\int_{0}^{t''} dt\,\delta\omega(t) + i\int_{t}^{t+t'} d\tilde{t}\,\delta\omega(\tilde{t})\}\rangle$$

Die komplizierte Struktur von $\frac{d^2\sigma(\omega_2)}{d\Omega\, d\omega_2}$ erfordert jedoch weitere einschränkende Annahmen, um den Streuquerschnitt durch analytische Lösungen zu beschreiben. Nach Huber /30/ erhält man für den Erwartungswert der zeitlichen Autokorrelation von S_z:

$$(2.90)\qquad \langle S_i\, S_k(t)\rangle = \langle (S_i - \langle S_i\rangle)^2\rangle \exp\{-2\gamma_{ik}|t|\} + \langle S_i\rangle^2$$
$$= (\langle S_i^2\rangle - \langle S_i\rangle^2)\exp\{-2\gamma_{ik}|t|\} + \langle S_i\rangle^2$$

Aus der Annahme, daß die Besetzungsdichte des oberen Niveaus N_k sehr viel kleiner als die des unteren Niveaus N_i ist (Voraussetzung kleine Pumpleistung), folgt:

$$(2.91)\qquad \langle S_i^2\rangle - \langle S_i\rangle^2 \simeq 0 \;;\; \langle S_i\rangle^2 = 1/4$$

Mit diesem Ergebnis können nun einige Spezialfälle für die Streuung betrachtet werden, wie sie auch bei Huber /32/ dargestellt sind.

2.3.1.1 Streuung an ungestörten ruhenden Atomen

Der einfachste Fall, der innerhalb der bisherigen Voraussetzungen denkbar ist, ist ein ruhendes ungestörtes Atom. Das bedeutet $\vec{v} = 0$ und $\delta\omega(t) = 0$ in der Gleichung 2.89. Ferner soll die Streustrahlung senkrecht zur auf das Atom einfallenden Laserstrahlung beobachtet werden. Diese Voraussetzung soll auch für die weiteren Betrachtungen beibehalten werden. Damit ergibt sich aus 2.89 mit 2.91

$$(2.92)\quad \frac{d^2\sigma(\omega_1)}{d\Omega\, d\omega_2} = \frac{|\alpha_i|^2 |\alpha_k|^2 \omega_1 \omega_2^3}{2\pi\hbar^2 c^4} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\{-i(\omega_2-\omega_1)t\} \cdot G$$

$$G = \int_{-\infty}^{0} dt' \int_{-\infty}^{0} dt'' \exp\{-i(\omega_0-\omega_1)(t'-t'') - \gamma_{ik}(|t'|+|t''|)\} \quad ,$$

woraus man das folgende Resultat erhält /32/:

$$(2.93)\quad \frac{d^2\sigma(\omega_1)}{d\Omega\, d\omega_2} = \frac{|\alpha_i|^2 |\alpha_k|^2 \omega_1 \omega_2^3}{\hbar^2 c^4} \cdot \frac{\delta(\omega_1-\omega_2)}{(\omega_1-\omega_0)^2 + \gamma_{ik}^2} \quad .$$

Offensichtlich liefert die quantenmechanische Betrachtungsweise unter diesen speziellen Voraussetzungen ein mit der klassischen Theorie (vergl. 2.70) übereinstimmendes Ergebnis. Die Frequenz der gestreuten Strahlung entspricht der Frequenz der einfallenden Strahlung, oder in anderen Worten, das Frequenzspektrum der Streustrahlung liefert das Absorptionsprofil.

2.3.1.2 Streuung an einem Atom unter dem Einfluß elastischer Stöße

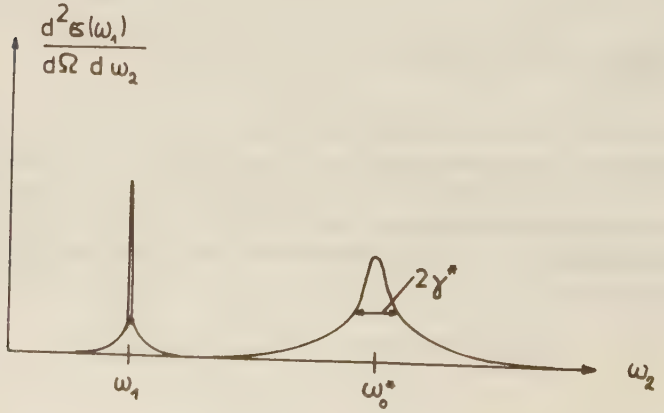
Eine Verallgemeinerung der Gleichung 2.92 bedeutet die Berücksichtigung des Störterms $\delta\omega(t)$. Die Störung erfolge durch elastische Stöße. Der Einfluß dieser Stöße äußert sich in einer Frequenzverschiebung, welche mit Δ_c bezeichnet wird, und in einer zusätzlichen Verbreiterung des Streuspektrums, charakterisiert durch die Stoßbreite γ_c. Der Störterm wird dann formal durch /32/

(2.94) $$\exp\{i\Delta_c t + \gamma_c t\}$$

beschrieben. Die Auswertung der Formel für den Streuquerschnitt liefert damit dann folgendes Ergebnis /32/:

(2.95) $$\frac{d^2\sigma(\omega_1)}{d\Omega\, d\omega_2} = \frac{\omega_1\omega_2^3 |\alpha_{ii}|^2 |\alpha_{kk}|^2}{\hbar^2 c^4 \{(\omega_1-\omega_0^*)^2+\gamma^{*2}\}} \cdot \left\{\delta(\omega_1-\omega_2)+\frac{\gamma_c}{\gamma_{ik}} \cdot \frac{\gamma^*/\pi}{(\omega_2-\omega_0^*)^2+\gamma^{*2}}\right\}$$

mit $\omega_0^* = \omega_0 + \Delta_c$ und $\gamma^* = \gamma_{ik} + \gamma_c$.
Die folgende Abbildung skizziert den spektralen Verlauf der Gleichung 2.95



Im Gegensatz zu dem mit 2.93 diskutierten Fall zerfällt das Streuspektrum hier in einen kohärenten Anteil analog zu 2.93, charakterisiert durch die Deltafunktion, und in einen inkohärenten Teil, der durch ein Lorentzprofil beschrieben wird und den Einfluß der Stöße widerspiegelt. Durch die elastischen Stöße sind die angeregten Elektronen in der Lage, in das obere atomare Niveau $|k\rangle$ zu gelangen, auch bei einem größeren Frequenzabstand zur Resonanzfrequenz ω_0^* . Dieses wird durch den zusätzlichen Fluoreszensterm mit der spektralen Halbwertsbreite γ^* charakterisiert. γ^* ergibt sich als Summe aus der natürlichen Linienbreite γ_{ik} und der Stoßbreite γ_c . Verzichtet man bei der Messung auf eine Frequenzauflösung des Streuspektrums, so folgt durch Frequenzintegration über ω_2 im Spektralbereich unmittelbar um ω_0^*:

$$(2.96)\qquad \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_2 \frac{d^2\sigma(\omega_1)}{d\Omega\, d\omega_2} = \frac{d\sigma(\omega_1)}{d\Omega} \simeq \frac{\omega_0^{*\,4}\,|\alpha_i|^2\,|\alpha_k|^2\,(1+\gamma_c/\gamma_{ik})}{\hbar^2 c^4 \{(\omega_1-\omega_0^*)^2+\gamma^{*2}\}}$$

Auch unter den im Vergleich zu 2.93 erweiterten Voraussetzungen ist es nach obiger Formel wiederum möglich, ein lokales Absorptionsprofil mit Hilfe der Streuung zu messen.

2.3.1.3 Streuung an ungestörten thermisch bewegten Atomen

Ein weiterer interessanter Spezialfall der Streuung ist das Experiment an sich thermisch bewegenden Atomen, die untereinander aber nicht wechselwirken, d.h. $\vec{v} \neq 0$ und $\delta\omega(t) = 0$ in 2.89.
Das Streuspektrum ist in diesem Fall im wesentlichen durch die Formel

$$\int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i(\omega_2-\omega_1)t} \int_{-\infty}^{0} dt' \int_{-\infty}^{0} dt''\, \exp\{i(\omega_0-\omega_1)(t'-t'') - \gamma_{ik}(|t'|+|t''|)\} \cdot Y$$

(2.97)

$$Y = \langle \exp\{i\vec{k}_i\vec{v}(t+t'+t'') - i\vec{k}_k\vec{v}t\}\rangle$$

gegeben.

Wird nun über eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung gemittelt, so zeigt sich für den Fall, daß die Dopplerbreite β sehr viel größer als die natürliche Linienbreite γ_{ik} ist, daß der differentielle Streuquerschnitt bei einem Streuwinkel von 90° die folgende Gestalt besitzt /32/:

$$(2.98)\qquad \frac{d^2\sigma(\omega_1)}{d\Omega\, d\omega_2} = \frac{\omega_1\omega_2^3 |\alpha_i|^2 |\alpha_k|^2}{\hbar^2 c^4 \beta^2 \gamma_{ik}} \exp\left\{-\left(\frac{\omega_2-\omega_0}{\beta}\right)^2\right\} \exp\left\{-\left(\frac{\omega_1-\omega_0}{\beta}\right)^2\right\}$$

Die Frequenzintegration über die Streufrequenzen ω_2 führt wieder zur gleichen Aussage wie in 2.96 /32/

$$(2.99)\qquad \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_2 \frac{d^2\sigma(\omega_1)}{d\Omega\, d\omega_2} = \frac{\omega_0^4 |\alpha_i|^2 |\alpha_k|^2}{\hbar^2 c^4 \beta \gamma_{ik}} \sqrt{\pi} \exp\left\{-\left(\frac{\omega_0-\omega_1}{\beta}\right)^2\right\}.$$

Auch im Fall eines durch die thermische Bewegung der Atome bestimmten Streuprofils, ergibt sich analog zu 2.96 und 2.93 ein lokales Absorptionsprofil beim Durchstimmen der Frequenz über die Absorptionslinie.

2.3.2 Resonanzstreuung bei hohen Laserintensitäten

Die Beschreibung eines Systems voneinander unabhängiger Teilchen mit Hilfe der Schrödinger-Gleichung und Wellenfunktionen stößt auf große Schwierigkeiten, da die Startbedingungen für jedes Teilchen bekannt sein müssen /42/. Einen Ausweg bietet der Übergang zur Dichtematrix ϱ an. Die Bedeutung der einzelnen Matrixelemente ϱ_{ik} für ein Zweiniveausystem ergibt sich mit der Wellenfunktion des Systems $\psi(t)$ nach 2.74:

$$(2.100)\qquad \varrho = \psi^*\psi = \alpha^*(t)\alpha(t) + \alpha^*(t)\beta(t) + \beta^*(t)\alpha(t) + \beta^*(t)\beta(t)$$

$\alpha^*(t)\,\alpha(t) =: \varrho_{11}$ ist proportional zur Besetzungsdichte des unteren Zustandes,

$\beta^*(t)\,\beta(t) =: \varrho_{22}$ ist proportional zur Besetzungsdichte des oberen Zustandes,

$\alpha^*(t)\,\beta(t) =: \varrho_{12}$ ist proportional zur Absorptionsamplitude,

$\beta^*(t)\,\alpha(t) =: \varrho_{21}$ ist proportional zur Emissionsamplitude.

Die Bewegungsgleichung im Dichtematrix-Formalismus, das Analogon zur Schrödinger-Gleichung, läßt sich mit der Poissonklammer wie folgt angeben /42/:

$$i\hbar \frac{d\varrho}{dt} = [H,\varrho] - i\hbar \varrho_{rel} \tag{2.101}$$

In der obigen Gleichung bezeichnet H wieder den Hamiltonoperator des Systems, und ϱ_{rel} beschreibt die Relaxationsprozesse des Systems. Bei der Wechselwirkung eines Zweiniveausystems mit einer starken monochromatischen Lichtwelle (elektrische Feldstärke $\vec{E}$) wird H durch

$$H = H_0 - \vec{d}\cdot\vec{E} \tag{2.102}$$

gegeben. H_0 ist der Hamiltonoperator des ungestörten Systems (vergl. 2.76) und $\vec{d}$ der Operator des elektrischen Dipolmomentes. In der Matrixschreibweise lautet 2.102:

$$H = \begin{pmatrix} \hbar\omega_1 & -d_{12}E \\ -d_{12}E & \hbar\omega_2 \end{pmatrix} \tag{2.103}$$

Der Einfluß der Lichtwelle auf das Atom veranschaulicht sich am einfachsten, wenn in nullter Näherung die Relaxations- und Volumenprozesse vernachlässigt werden. Der Hamiltonoperator H beschreibt in diesem Fall ein einzelnes Zweiniveausystem. Dieses System läßt sich wiederum einfach durch die Schrödinger-Gleichung

$$i\hbar \frac{\partial\psi}{\partial t} = H\psi \tag{2.104}$$

erfassen, mit ψ gemäß 2.74. Ist E_0 die Komponente des Feldstärke-

vektors $\vec{E}$ parallel zum atomaren Dipolmoment $\vec{d}$, so ergeben sich für die Besetzungsdichten des oberen und unteren Zustandes als Lösung von 2.104 /42/:

(2.105) $$\varrho_{11}(t) = \cos^2\frac{\tilde{\Omega}_R}{2}t + \frac{\Delta\omega}{\tilde{\Omega}_R}\sin^2\frac{\tilde{\Omega}_R}{2}t$$

(2.106) $$\varrho_{22}(t) = \left(\frac{\Omega_R}{\tilde{\Omega}_R}\right)^2 \sin^2\frac{\tilde{\Omega}_R}{2}t$$

mit

(2.107) $$\Omega_R := \frac{d_{12}E_0}{\hbar}$$

(2.108) $$\tilde{\Omega}_R := (\Delta\omega^2 + \Omega_R^2)^{1/2}$$

und $\Delta\omega = \omega_0 - \omega$ als Frequenzabstand der Laserfrequenz ω von der Resonanzfrequenz ω_0 .

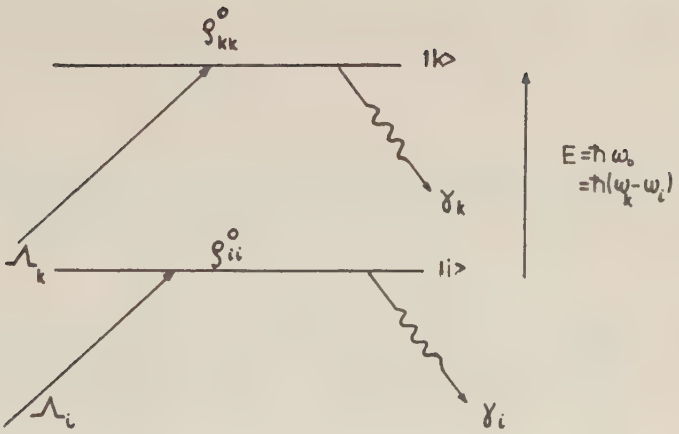
Die physikalische Bedeutung von 2.105 und 2.106 läßt sich sehr anschaulich in exakter Resonanz, d.h. $\Delta\omega = 0$, darstellen. In diesem Fall oszillieren die Besetzungsdichten beider Niveaus mit der Rabifrequenz Ω_R . Diese Oszillation führt zu einer Verbreiterung des Emissions- und Absorptionsprofiles (Sättigungsverbreiterung). Eine zeitliche Mittelung über eine Periode τ_2 mit $\tau_2 \gg \Omega_R^{-1}$

(2.109) $$\langle \varrho_{11}(t)\rangle_{\tau_2} = \langle \varrho_{22}(t)\rangle_{\tau_2} = 1/2$$

zeigt, daß der quantenmechanisch berechnete Mittelwert der Besetzungsdichte mit dem klassischen Sättigungswert übereinstimmt.

Die Einfügung von Relaxationsprozessen in die Beschreibung des Zweiniveausystems führt zur Diskussion der Gleichung 2.101. Bevor auf diese Gleichung näher eingegangen wird, soll noch kurz die Matrix aus 2.101 erläutert werden. Die Diagonalelemente ϱ_{jj} dieser Matrix beschreiben die Besetzungen der Niveaus j , die mit einer Rate γ_j zerfallen und mit der Rate Λ_j besetzt werden. Ohne Einwirkung eines äußeren Strahlungsfeldes möge eine Gleichgewichtsbesetzung ϱ_{jj}^0 bestehen. Dann gilt

(2.110) $$\Lambda_j = \gamma_j \varrho_{jj}^0 \qquad (j=1,2)$$



Zweiniveausystem unter Berücksichtigung von Relaxationsprozessen

Unter Einfluß des Strahlungsfeldes des Lasers ergibt sich die Besetzungsdichte ϱ_{jj}. Die Gesamtänderung der Besetzung durch Relaxation ist dann /42/:

(2.111) $$\varrho_{jj\,rel} = \gamma_j \left(\varrho_{jj} - \varrho^0_{jj} \right)$$

Hierbei wird die Relaxation der Besetzungsdichten unter dem Stichwort longitudinale Relaxation zusammengefaßt. Die Nichtdiagonalelemente von ϱ_{rel}, die sogenannten Kohärenzen, beschreiben eine Kopplung der Niveaus i und k durch das Laserfeld. Sie zerfallen mit der Rate Γ. Bei alleiniger spontaner Emission folgt /42/:

(2.112) $$\Gamma = (\gamma_i + \gamma_k) \cdot 1/2$$

Im allgemeinen gilt aber:

(2.113) $$\Gamma \geq (\gamma_i + \gamma_k) \cdot 1/2$$

Somit ergeben sich die $\varrho_{ij\,rel}$ zu

(2.114) $$\varrho_{ij\,rel} = \Gamma \varrho_{ij} \quad (i \neq j) \quad i,j = 1,2 \; .$$

Die Relaxation der Kohärenzen wird allgemein als transversale Relaxation bezeichnet. Nach dem bisher Gesagten lassen sich nun die Bewegungsgleichungen für die einzelnen Komponenten der Dichtematrix angeben. Aus 2.101 folgt dann /42/:

(2.115)
$$\dot{\varrho}_{ii} = i\Omega_R(\varrho_{ki} - \varrho_{ik}) - \gamma_i(\varrho_{ii} - \varrho^{\circ}_{ii})$$

$$\dot{\varrho}_{kk} = -i\Omega_R(\varrho_{ki} - \varrho_{ik}) - \gamma_k(\varrho_{kk} - \varrho^{\circ}_{kk})$$

$$\dot{\varrho}_{ik} = i\Omega_R(\varrho_{kk} - \varrho_{ii}) + i\omega_0\varrho_{ik} - \Gamma\varrho_{ik}$$

$$\dot{\varrho}_{ki} = -i\Omega_R(\varrho_{kk} - \varrho_{ii}) - i\omega_0\varrho_{ki} - \Gamma\varrho_{ki}$$

Ω_R wird durch 2.107 definiert. Bewegen sich die Teilchen, die sich am Ort z befinden, mit der Geschwindigkeit v, so ist in den obigen Gleichungen

(2.116) ϱ_{ij} durch $\left(\frac{\partial}{\partial t} + v\frac{\partial}{\partial z}\right)\varrho_{ij}$, $(i,j = 1,2)$

zu ersetzen.
Mit Hilfe der Diagonalelemente $\varrho_{jj}(z,v,t)$ läßt sich die Besetzungsdichtedifferenz $n(z,v,t)$ berechnen, wenn N_0 die Gesamtzahl pro Einheitsvolumenelement ist /42/

(2.117) $$n(z,v,t) = N_0(\varrho_{11}(z,v,t) - \varrho_{22}(z,v,t)).$$

Die Nichtdiagonalelemente bestimmen die Polarisation P des Mediums pro Volumenelement durch das Strahlungsfeld

$$P(z,v,t) = P_{12}\,\varrho_{12}(z,v,t) + P_{21}\,\varrho_{21}(z,v,t)\,. \tag{2.118}$$

2.3.2.1 Beispiele für das Frequenzspektrum des Streulichtes bei hohen Laserintensitäten

In den Arbeiten von Mollow /34-37/ wird, ausgehend von der Dichtematrixanalyse eines Zweiniveausystems, das Frequenzspektrum der gestreuten Strahlung für hohe Laserintensitäten berechnet. Ist die spontane Emission der einzige Relaxationsmechanismus für das radiativ gekoppelte Zweiniveausystem, so folgt bei starker Anregung, d.h.

$$\Omega_R \gg \Gamma = (\gamma_i + \gamma_k)\cdot 1/2 \quad ; \; |\omega_1 - \omega_2|$$

für die Intensität der gestreuten Strahlung:

$$I_S(\omega_2) \propto 2\pi\left\{\frac{(\omega_1-\omega_0)^2+\frac{1}{4}\Gamma^2}{\Omega_R^2}\right\}\delta(\omega_2-\omega_1) + \tag{2.119}$$

$$\frac{\frac{1}{4}\Gamma}{(\omega_2-\omega_1)^2+\frac{1}{4}\Gamma^2} + \frac{\frac{3}{16}\Gamma}{(\omega_2-\omega_1-\Omega_R)^2+\frac{9}{16}\Gamma^2} + \frac{\frac{3}{16}\Gamma}{(\omega_2-\omega_1+\Omega_R)^2+\frac{9}{16}\Gamma^2}$$

Der spektrale Verlauf von $I_S(\omega_2)$ ist in Abbildung 2.4 für den Fall, daß die Laserfrequenz ω_1 mit der Resonanzfrequenz ω_0 übereinstimmt, dargestellt.

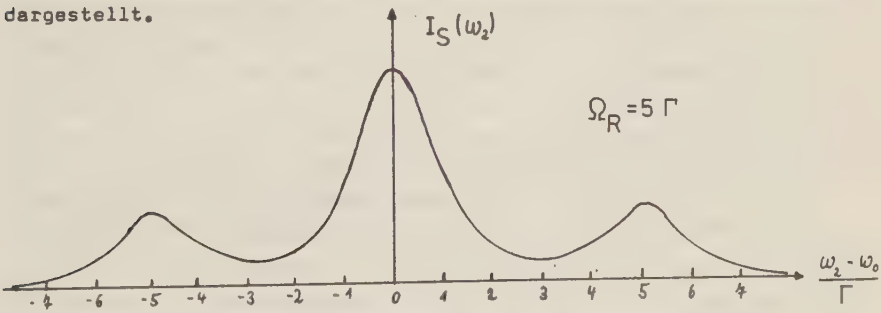


Abbildung 2.4 Streuspektrum gemäß 2.119 für $\omega_1 = \omega_0$

In der Abbildung fällt die δ -Funktion im ersten Summand mit dem Anteil aus dem zweiten Summanden zusammen. Das Streuspektrum in 2.119 besteht aus zwei wesentlichen Anteilen. Der elastische Anteil, gegeben durch die δ-Funktion, beschreibt die normale Rayleighstreuung. Dieser Summand im Streuspektrum ist proportional zur einfallenden Strahlungsintensität. Der zweite Anteil, bestehend aus den folgenden drei Summanden, repräsentiert die inelastische Streuung, die proportional zum Quadrat der einfallenden Laserintensität ist. Dies wird deutlich, wenn die letzten beiden Summanden von 2.119 betrachtet werden. Die Anregung des Atoms erfolgt offensichtlich durch die Absorption von 2 Photonen der Energie $2\hbar\omega_1$. Das angeregte Atom strahlt anschließend mit der durch das starke Laserfeld (AC-Starkeffekt) erzwungenen Energie $E_1 = \hbar(\omega_1 + \Omega_R)$ ein Photon aus. Der Energiesatz ist jedoch für das Atom nur bei der Ausstrahlung eines zweiten Photons der Energie $E_2 = \hbar(\omega_1 - \Omega_R)$ erfüllt. Trägt man nun den Anteil der elastischen und inelastischen Streukomponenten als Funktion der einfallenden Laserintensität auf, so zeigt sich der in Abbildung 2.5 dargestellte Verlauf

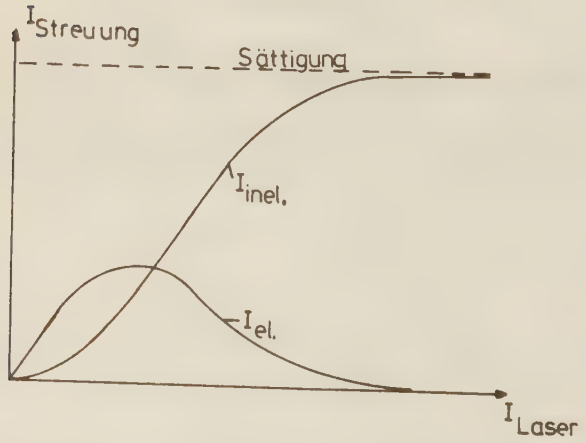


Abbildung 2.5 Abhängigkeit der Streuintensität I_s von der eingestrahlten Laserintensität

Wie die Abbildung 2.5 deutlich zeigt, wird für sehr hohe Laserintensitäten die Streuung unabhängig von der einfallenden Intensität. Diesen Fall bezeichnet man als Sättigung. Andererseits ist auch der Grenzfall schwacher Anregung, d.h. $\Omega_R \ll \Gamma$, $|\omega_1 - \omega_0|$ von Interesse. Der spektrale Verlauf der gestreuten Intensität $I_S(\omega_2)$ wird dann durch

$$I_S(\omega_2) \propto \frac{\frac{1}{4}\Omega_R^2}{(\omega_1-\omega_0)^2+\frac{1}{4}\Gamma^2}\left\{2\pi\delta(\omega_2-\omega_1)+\frac{\Gamma\,\Omega_R^2}{\{(\omega_2-2\omega_1-\omega_0)^2+\frac{1}{4}\Gamma^2\}\{(\omega_2-\omega_0)^2+\frac{1}{4}\Gamma^2\}}\right\} \tag{2.120}$$

gegeben. Dieses Ergebnis ist mit 2.95 vergleichbar. Der elastische Anteil im Streuspektrum, charakterisiert durch die δ-Funktion, beschreibt wieder den "Rayleigh-Peak", während der inelastische Anteil die Fluoreszens um ω_0 mit der Linienbreite Γ darstellt.

3. Die Helium-I-Linien bei 5876 Å

3.1 Die spektrale Struktur der Helium-I-Linien bei 5876 Å

Die Helium-I-Linien bei 5876 Å sind Spektralübergänge aus dem Triplett-System des Heliums. Das obere 3^3 D-Niveau der Linie mit einer Elektronenkonfiguration (1s,3d) liegt 23,07 eV über dem Grundzustand. Das untere 2^3P-Niveau der Linie (Elektronenkonfiguration (1s,2p) liegt bei 20,96 eV. Die Kopplung von Bahndrehimpuls und Elektronenspin erfolgt gemäß der Russel-Saunders-Kopplung. Oberes und unteres Niveau spalten jeweils in 3 Feinstrukturniveaus auf, zwischen denen 6 Übergänge erlaubt sind. Die Abbildung 3.1 stellt die energetische Lage dieser Feinstrukturübergänge, gekennzeichnet durch den relativen Frequenzabstand der Feinstrukturniveaus /45-50/, zueinander dar.

Fünf der Feinstrukturübergänge liegen so dicht beieinander, daß schon bei geringen Entladungstemperaturen die Einzelprofile, gegeben durch Gleichung 2.2.2, so weit überlappen, daß die Feinstruktur ohne das Hilfsmittel der dopplerfreien Atomspektroskopie experimentell nicht aufzulösen ist. Die Zentralwellenlänge des sich so ergebenden Gesamt-

profiles liegt bei λ_1 = 5875,62 Å. Der sechste Feinstrukturübergang liegt um 0,35 Å zur langwelligen Seite dieser Gesamtlinie verschoben (λ_2 = 5875,97 Å). Bei niedrigen Entladungstemperaturen und für den Fall, daß die Dopplerbreite β sehr viel größer als die homogene Linienbreite γ ist, d.h. $\alpha \ll 1$, ist diese Linie besonders gut zur Temperaturbestimmung und Messung der Geschwindigkeitsverteilung geeignet.

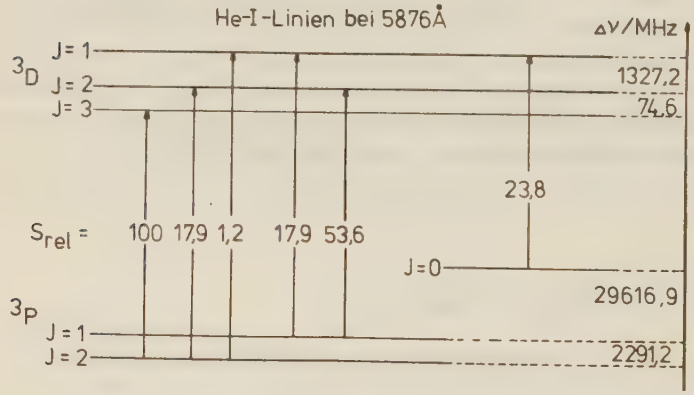


Abbildung 3.1 He-I-Linien bei 5876 Å

Das Linienprofil der aus fünf Feinstrukturübergängen bestehenden Linie bei λ_1 = 5875,62 Å ergibt sich aus der Superposition der einzelnen Feinstrukturkomponenten analog zu 2.22

$$(3.1) \quad k(\omega) = \frac{2\sqrt{\pi}\,\nu_0}{\beta} N' f_{ik} \int_{-\infty}^{\infty} dy \exp(-y^2) \left\{ \sum_n \frac{S_n \alpha_n}{(y - u + a_n)^2 + \alpha_n^2} \right\}$$

f_{ik} entspricht der Gesamtoszillatorenstärke der fünf Feinstrukturübergänge, S_n der relativen Linienstärke mit $\sum_n S_n = 1$ und a_n dem Abstand der einzelnen Feinstrukturübergänge zueinander mit

$$a_n = \frac{\omega_{in} - \omega_{in}}{\beta} \quad . \tag{3.2}$$

Mit der Näherung $\alpha_n \approx \alpha$, n =1,5, die für diese Linie gut erfüllt ist, folgt:

$$k(\omega) = \frac{2\sqrt{\pi}\, r_0 c \alpha}{\beta} N f_{ik} \int_{-\infty}^{\infty} dy \exp(-y^2) \left\{ \sum_n \frac{S_n}{(y-u+a_n)^2 + \alpha^2} \right\} \tag{3.3}$$

Für die Dispersion ergibt sich eine analoge Darstellung zu 3.3. In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten Werte für das Heliummultiplett zusammengestellt /26, 45-50/.

f_{ik} = 0,609

A_{ki} = 0,706 x 10^8 Hz

λ_0/Å	Übergang	S_n	$a_n/\sqrt{T}$
	$2^3P_1 \longrightarrow 3^3D_2$	53,6	0,000
	$2^3P_1 \longrightarrow 3^3D_1$	17,9	12,1392
5875,62	$2^3P_2 \longrightarrow 3^3D_3$	100,	20,2741
	$2^3P_2 \longrightarrow 3^3D_2$	17,9	20,9565
	$2^3P_2 \longrightarrow 3^3D_1$	1,2	33,0957
5875,97	$2^3P_0 \longrightarrow 3^3D_1$	23,8	

Die die Dispersion bestimmende Funktion $P(u,\alpha)$ nach 2.23 lautet für das Gesamtprofil bei 5875,62 Å:

$$P(u,\alpha) = r_0 c \sqrt{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dy \exp\{-y^2\} \left\{ \sum_n \frac{S_n (y-u+a_n)}{(y-u+a_n)^2 + \alpha^2} \right\} \tag{3.4}$$

Der Spektralverlauf für Absorption und Dispersion ist in der Abbildung 3.2 dargestellt. Der Einfluß der Multiplettstruktur dieser Linie äußert sich in einer leichten Unsymmetrie der Profilflügel zum Zentrum des Gesamtprofiles. Diese Unsymmetrie ist umso deutlicher, je niedriger die Temperatur T des Plasmas ist, und verschwindet bei hohen Plasmatemperaturen.

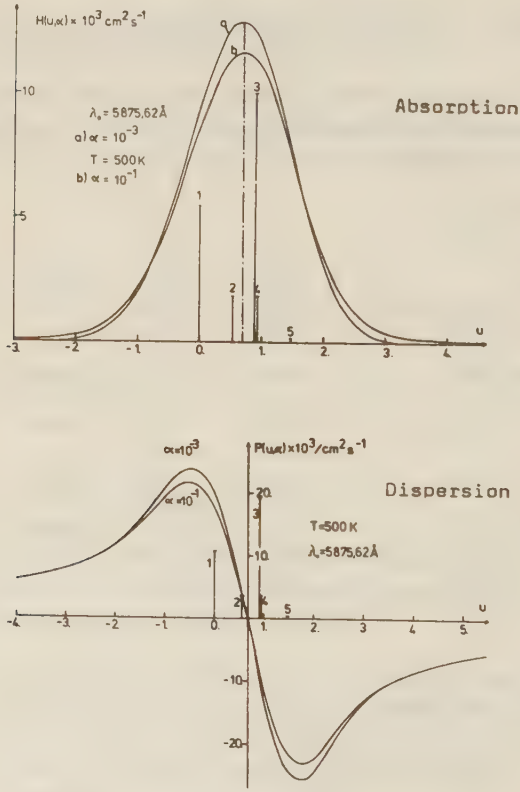


Abbildung 3.2 Absorptions- und Dispersionsverlauf der He-I-Linien bei 5875,62 Å

3.2 Spektroskopische Messungen

Das Absorptions- und Dispersionsverhalten eines Spektralüberganges wird, wie im Kapitel 2 gezeigt, durch den nichtinvertierten Anteil der Besetzungsdichte N^i bestimmt. Um aus dieser Größe nun die Besetzungsdichte der unteren Linienniveaus N_i absolut zu bestimmen, benötigt man die Besetzungsdichte des oberen Niveaus N_k. Für eine Glimmentladung mit ähnlichen geometrischen Dimensionen wie die in dieser Arbeit verwendeten Entladungen zeigen Rechnungen von Fukuda /4/, basierend auf einem Stoß-Strahlungs-Modell, daß der Quotient $g_{2^3P} N_{3^3D} / g_{3^3D} N_{2^3P}$ von der Größenordnung 10^{-3} ist. Mit g_{2^3P} und g_{3^3D} sind die statistischen Gewichte des 2^3P bzw. 3^3D-Niveau des Helium bezeichnet. Sowohl die theoretischen Ergebnisse von Fukuda /4/, als auch die anderer Autoren (vergl. Abb. 5.9) zeigen noch große Abweichungen zu den experimentell bestimmten Werten. Aus diesem Grund wurde die Besetzungsdichte des 3^3D-Niveaus spektroskopisch gemessen.

Ein experimenteller Zugang zu der Besetzungsdichte des oberen Niveaus bildet die Messung der Gesamtintensität der emittierten Spektrallinie, die sich spektroskopisch gut bestimmen läßt.
Diese spektroskopischen Messungen wurden mit einem Gittermonochromator der Firma MxPherson in Czerny-Turner Aufstellung mit einer Brennweite von 30 cm durchgeführt. Das Gitter des Monochromators besitzt 1200 Striche/mm mit einer reziproken linearen Dispersion D von 26,5 Å/mm in erster Ordnung. Bei einer Austrittsspaltbreite b von 100 μm ergibt sich eine Apparatebreite von 2,65 Å. Die spektrale Gesamtbreite des Heliumüberganges in der Glimmentladung liegt unter 0,5 Å. Aus diesem Grund konnte bei diesen Messungen nur der Gesamtübergang erfaßt werden. Die Abbildung 3.3 zeigt den Aufbau zu diesem Experiment.
Zur Durchführung der spektroskopischen Messungen wurde die Mitte der Glimmentladungssäule "end-on" mit einer Linse der Brennweite f = 500 mm im Maßstab 1:1 auf den Eintrittsspalt des Monochromators, der eine Höhe von 1 mm hat, abgebildet. Eine unmittelbar hinter der Linse angebrachte Kreisblende mit einem Durchmesser von 3,5 mm begrenzt den Öffnungswinkel der Abbildung auf 1:125. Hierdurch wird sichergestellt, daß nur Licht aus einem kleinen achsenparallelen Doppelkegel der Glimmentladung auf den Eintrittsspalt des Monochromators fällt.

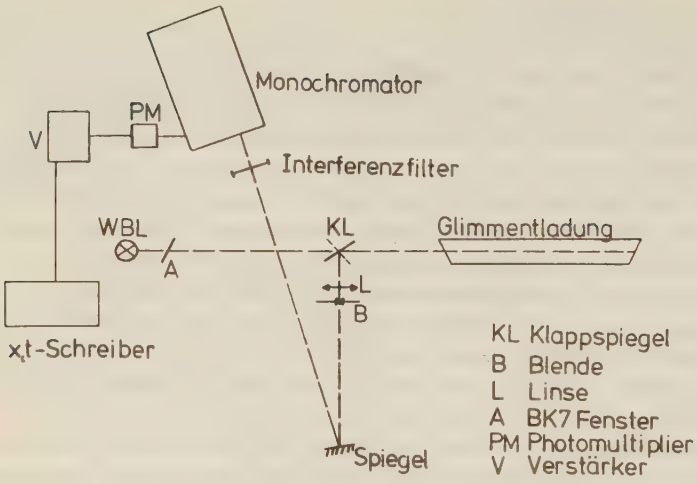


Abbildung 3.3 Spektroskopischer Meßaufbau

Durch die Blende ist eine räumliche Zuordnung der Linienintensität in radialer Richtung der Entladungssäule möglich. Das Interferenzfilter mit einer Halbwertsbreite von 1,5 Å verhindert eine Meßwertverfälschung durch das Licht in zweiter Gitterordnung am Austrittsspalt. Mittels eines Klappspiegels kann die zur Kalibrierung dienende Wolframbandlampe mit derselben optischen Anordnung auf den Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet werden. Zum Ausgleich der Transmissionsverluste durch das Küvettenfenster wird eine dem Fenster entsprechende BK-7-Platte in den Kalibrierungsstrahlengang eingefügt. Die Registrierung der Meßsignale am Austrittsspalt des Monochromators erfolgt mit einem Photomultiplier vom Typ 7265 von RCA. Nach einer Verstärkung wird das Signal mit einem x,t-Schreiber aufgezeichnet. Um die Besetzungsdichte N_k des oberen Linienniveaus absolut zu bestimmen, muß neben dem Emissionsvermögen $\varepsilon(\omega)$ auch die Reabsorption der emittierten Strahlung berücksichtigt werden. Bezeichnet man

wieder mit $k(\omega)$ das Absorptionsvermögen und mit $I(\omega)$ die spektrale Intensität, so wird deren Änderung nach der Durchquerung einer Schichtlänge dx durch die Strahlungstransportgleichung /28/

$$dI(\omega) = \{\varepsilon(\omega) - k(\omega) I(\omega)\} dx \tag{3.5}$$

beschrieben. Bei einem homogenen Plasma sind die Größen $\varepsilon(\omega)$ und $k(\omega)$ ortsunabhängig. Man erhält somit als Lösung von 3.5

$$I(\omega,x) = \frac{\varepsilon(\omega)}{k(\omega)} \{1 - \exp(-k(\omega) \cdot x)\} \tag{3.6}$$

Für einen Linienstrahler folgt für das spektrale Emissionsvermögen $\varepsilon(\omega)$/28/:

$$\varepsilon(\omega) = \frac{h\omega}{8\pi^2} A_{ki} P(\omega) \tag{3.7}$$

A_{ki} bezeichnet den Einsteinkoeffizienten für die spontane Emission, der sich mit Hilfe der Oszillatorenstärke f_{ik} und den statistischen Gewichten g_i und g_k wie folgt berechnet /28/:

$$A_{ki} = \frac{2\omega g_i}{g_k \cdot c} r_0 f_{ik} . \tag{3.8}$$

Mit $P(\omega)$ ist das Linienprofil bezeichnet, welches der Normierungsbedingung $\int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, P(\omega) = 1$ genügt. Der Zusammenhang mit der Profilfunktion $H(u(\omega),\alpha)$ aus 2.22 ergibt sich unter Berücksichtigung von 2.40 durch

$$P(\omega) = \frac{1}{\pi r_0 c \beta} H(u(\omega),\alpha) . \tag{3.9}$$

Für den Absorptionskoeffizienten $k(\omega)$ erhält man mit 3.9 aus 2.22:

$$k(\omega) = 2 N^i f_{ik} r_0 c \pi^2 P(\omega) . \tag{3.10}$$

Sowohl Gleichung 3.7 als auch Gleichung 3.10 setzen für Absorption und Emission einen identischen Profilverlauf voraus. Für ein Nicht-

gleichgewichtsplasma ist diese Voraussetzung erfüllt, wenn die Anregung in der Entladung durch inelastische Elektronenstöße erfolgt (vergl. /28/).
Der triviale Spezialfall ist die Emission aus optisch dünner Schicht, d.h. $k(\omega)l \ll 1$. In diesem Fall folgt aus der Taylor-Entwicklung der Exponentialfunktion für die Intensität $I(\omega, l)$ in Gleichung 3.6

$$I(\omega l) = \varepsilon(\omega)\, l \tag{3.11}$$

Integriert man nun über den Spektralverlauf der Linie, so erhält man /23/:

$$I_L := \int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, I(\omega l) = \frac{h\omega_0}{8\pi^2} A_{ki} N_k l \quad . \tag{3.12}$$

Die Besetzungsdichte N_k ist demnach direkt proportional zur Gesamtintensität der Spektrallinie. Wird nun die Absorption nicht vernachlässigt, so ergibt sich aus der Strahlungstransportgleichung durch Einsetzen von 3.7 und 3.10 für die Intensität:

$$I(\omega, l) = \frac{h\omega^3 g_i N_k}{8\pi^4 g_k N^i}\left\{1 - \exp\left[-2 f_{ik} N^i r_0 c \pi^2 P(\omega) l\right]\right\} \tag{3.13}$$

Da sich im Verlauf der Spektrallinie ω nicht wesentlich ändert, kann der Faktor ω^3 durch ω_0^3 bzw. $\frac{8\pi^3 c^3}{\lambda_0^3}$ ersetzt werden. Die Frequenzintegration liefert dann:

$$I_L = \frac{h c g_i N_k}{\pi \lambda_0^3 g_k N^i} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left\{1 - \exp\left[-2 f_{ik} N^i r_0 c \pi^2 P(\omega) l\right]\right\} \tag{3.14}$$

Für das obige Integral existiert keine analytische Lösung. Für die numerische Integration erweist es sich als nützlich, weitere Vereinfachungen durchzuführen. Da bei der Messung an einer Helium-Glimmentladung speziell der Integralwert für einen dopplerbestimmten Übergang interessiert, wird für das Linienprofil $P(\omega)$ ein Dopplerprofil der Form /25/

$$P(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\,\beta} \exp\left\{-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\beta}\right)^2\right\} \tag{3.15}$$

eingesetzt. Mit $u = \frac{\omega - \omega_0}{\beta}$ gemäß Kapitel 2.1.1 und den Größen

(3.16) $$X = \frac{N^i f_{ik}}{\beta} \quad ; \quad \mathcal{C} = 2\pi^{3/2} r_0 c = 9{,}41 \times 10^{-2}\ cm^2 \cdot s^{-1}$$

erhält man bis auf konstante Faktoren

(3.17) $$\frac{W}{\beta} := 2 \int_0^\infty du \left\{1 - \exp\left(-\mathcal{C} X l \exp -u^2\right)\right\}.$$

$\frac{W}{\beta}$ beschreibt das Anwachsen der Absorption. Die graphische Darstellung dieser Funktion wird allgemein als Wachstumskurve bezeichnet. In der Literatur /25/ ist es üblich, $\frac{W}{\beta}$ als Funktion von $\ln (N^i f_{ik}/\beta)$ darzustellen. In der Abbildung 3.4 wurde eine dem Experiment angepaßte lineare Darstellung gewählt.

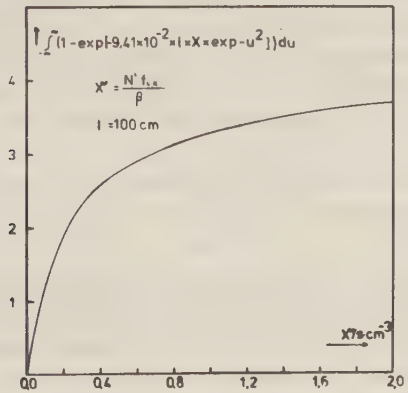


Abbildung 3.4 Wachstumskurve

Die Besetzungsdichte des oberen Linienniveaus N_k berechnet sich danach zu:

$$N_k = \chi \cdot \frac{g_k \pi \lambda_0^3}{h c g_i f_{ik}} \cdot \frac{I_L}{\frac{W}{\beta}} \qquad (3.18)$$

Betrachtet man bei dieser Messung die Heliumlinien bei 5876 Å, so folgt:

$$\frac{g_k \pi \lambda_0^3}{h c g_i f_{ik}} = 8{,}781 \times 10^6 \quad m^2 \cdot J^{-1} \qquad (3.19)$$

Die Absolutintensität der Spektrallinie I_L ergibt sich aus dem Vergleich mit der Intensität der zur Kalibrierung benutzten Wolframbandlampe I_{WBL} in $W \cdot m^{-3} \cdot s^{-1} \cdot sr^{-1}$ /23/

$$I_L = I_{WBL} \cdot D \cdot b \frac{U_L}{U_{WBL}} \qquad (3.20)$$

In obiger Formel bezeichnet D die Monochromatordispersion und b die Breite des Austrittsspaltes. Mit U_L wird der Meßwert bezeichnet, welcher mit der Entladung bei der Spektrallinie gemessen wurde. U_{WBL} bezeichnet den Meßwert bei der Kalibration mit der Wolframbandlampe. Für das 3^3D-Heliumniveaus folgt demnach aus den Meßwerten:

$$N_k = 8{,}781 \times 10^6 \chi \frac{U_L}{U_{WBL}} D \cdot b \cdot I_{WBL} \cdot \frac{\beta}{W} \qquad (3.21)$$

Die folgende Abbildung zeigt den Verlauf der Besetzungsdichte des 3^3D-Niveaus als Funktion des Entladungsstromes bei einem Druck von 1 Torr. Die Messung wurde an einer Helium-Glimmentladung durchgeführt, wobei der Durchmesser der Entladungssäule 2 cm betrug.
Während Kurve a die korrekte Auswertung nach 3.21 darstellt, zeigt Kurve b die Auswertung nach Gleichung 3.12 ohne Berücksichtigung der Reabsorption.

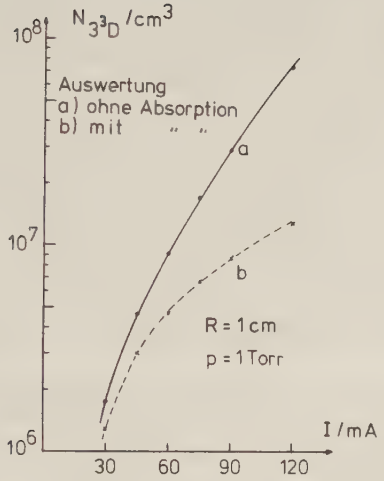


Abbildung 3.5 Verlauf der Besetzungsdichte im 3^3D-Niveau

Die Ergebnisse dieser Messungen werden später im Zusammenhang mit denen der Absorptionsspektroskopie diskutiert (vergl. Kapitel 5.1).

4. Beschreibung des experimentellen Aufbaues für die resonanzspektroskopischen Untersuchungen

Die resonanzspektroskopischen Untersuchungen wurden an zwei Glimmentladungssäulen unterschiedlicher Geometrie (vergl. Kapitel 4.5) durchgeführt. Der Grundaufbau des Experimentes wurde so ausgelegt, daß verschiedene Diagnostiken gleichzeitig oder durch einen geringen Umbau hintereinander durchgeführt werden konnten.

4.1 Die Lichtquelle

Als Lichtquelle für die Diagnostik an den Glimmentladungen dient ein kontinuierlicher Farbstofflaser Typ Cr 599-21 der Firma Coherent. Dieser Farbstofflaser besitzt beim Betrieb mit Rhodamin 6G eine maximale Ausgangsleistung von 150 mW im Spektralbereich bei 6000 Å. Die Linienbreite des Farbstofflasers liegt bei ca. 1 MHz. Über einen Spektralbereich von 30 GHz ($\hat{=}$ 0,3 Å bei 6000 Å) kann ein kontinuierlicher Frequenzscan durchgeführt werden. Die Frequenzstabilität wird im Einmodenbetrieb des Lasers durch eine Drift von ca. 400 MHz pro Stunde begrenzt. Pumplichtquelle für diesen Farbstofflaser war ein Ar^+-Laser mit einer Pumpleistung von 3 W bei λ_p = 5145 Å bzw. 4 W im all-line-Betrieb. In der Abbildung 4.1 ist der Aufbau der Lasersysteme und der zu ihrem Betrieb benötigten optischen Komponenten dargestellt.
Durch den Strahlteiler (BS1) wird ein Teil der Dye-Laser-Strahlung für einen 1,5 GHz Spectrum-Analyser (FP1) ausgekoppelt. Mit Hilfe dieses Fabry-Perot wird der single-frequency-Betrieb des Farbstofflasers eingestellt, kontrolliert und eine Kalibrierung des Frequenzvorschubes des Farbstofflasers vorgenommen.

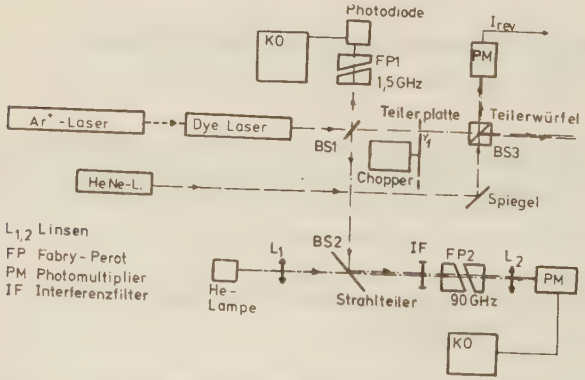


Abbildung 4.1 Optischer Aufbau der Lichtquelle

Eine Photodiode registriert hinter dem Spectrum-Analyser das Meßsignal, wobei ein Oszillograph als Monitor dient. Um die Laserfrequenz nun absolut auf den betrachteten Spektralübergang abzustimmen wird der von diesem Fabry-Perot reflektierte Strahlungsanteil mit Hilfe eines zweiten Strahlteilers (BS2) in ein weiteres Fabry-Perot (FP2 ca. 90 GHz) koaxial zur Strahlung einer Heliumspektrallampe eingespiegelt. Durch das Interferenzfilter (IF) wird der zu untersuchende Wellenlängenbereich aus dem Spektrum der Spektrallampe herausgefiltert. Die Linse L_2 bildet die Ringsysteme hinter dem Fabry-Perot auf einen Doppelspaltab. Mittels eines Photomultipliers (IP28) werden die Meßsignale registriert. Ein Oszillograph dient auch hier als Monitor für die Photospannungen. Da beim Frequenzscan des Farbstofflasers eine Leistungsdrift auftritt, die bei schwach verstärkenden Farbstoffen wie Rhodamin 101 bis zu 30 % betragen kann, ist ohne Intensitätsstabilisierung ein Intensitätsmonitor erforderlich. Dazu durchläuft der direkte Farbstofflaserstrahl hinter dem Strahlteiler BS1 den Chopper und wird dann durch den Strahlteiler BS3 in zwei gleichintensive Teilstrahlen aufgespalten. Der direkte Teilstrahl dient als Meßstrahl, während der zweite Teilstrahl als Intensitätsmonitor durch einen Photomultiplier registriert wird. Zwischen Strahlteiler BS1 und Chopper wird für die Absorpstionsspektroskopie und Resonanzstreuung ein zusätzlicher Aufbau zur Intensitätsstabilisierung eingefügt (vergl. Kapitel 4.3). Für die interferometrischen Messungen ist parallel zum Farbstofflaser ein frequenzstabiler He-Ne-Laser angebracht. Ein Umlenkspiegel vereinigt am Strahlteiler BS3 He-Ne-Laser- und Farbstofflaserstrahlung. Beide Lichtwellen durchlaufen danach den gleichen Lichtweg im Experiment. Das Signal dieses He-Ne-Lasers ist die Bezugsgröße zur Messung der Streifenverschiebung bei der Interferometrie. (vergl. Kapitel 4.2)

4.2 Der interferometrische Meßaufbau

Die interferometrischen Untersuchungen werden mit Hilfe eines modifizierten Michelsonaufbaus durchgeführt. Das Meßobjekt für diese Experimente ist die in Kapitel 4.5 ausführlich beschriebene größer dimensionierte Glimmentladungssäule mit dem Innenradius R = 2 cm. Die Anordnung der einzelnen optischen Komponenten des Interferometers ist in der Abbildung 4.2 dargestellt.

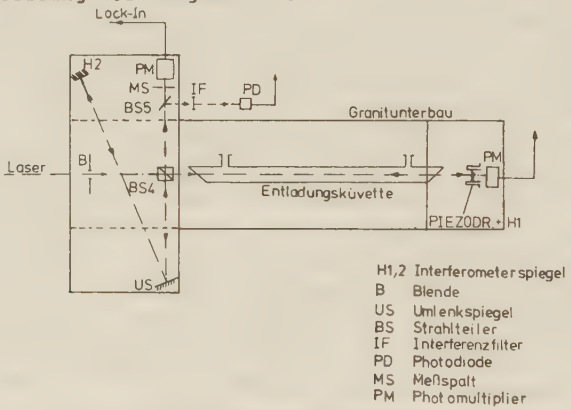


Abbildung 4.2 Aufbau des Interferometers

Die von der Lichtquelle kommende Strahlung, bestehend aus den ineinanderlaufenden He-Ne-Laserstrahl und Farbstofflaserstrahl, fällt durch die Lochblende B auf den Teilerwürfel (BS4). Der direkte Strahl durchläuft die Entladungsküvette und wird vom Interferometerspiegel (H1) reflektiert, der in einen zylindrischen Piezodrive eingebaut ist. Im Zentrum des Spiegels befindet sich eine kleine Bohrung. Die hier austretende Strahlung ist proportional der Transmission durch die Entladungsküvette und wird mit einem Photomultiplier detektiert. So wird neben der interferometrischen Messung gleichzeitig eine Absorptionsmessung durchgeführt. Der Referenzstrahlweg führt über den Umlenkspiegel (US) zum Interferometerspiegel H2. Die Faltung des Referenz-

strahlenganges ermöglicht einen kompakteren Aufbau, der sich positiv auf die Stabilität des Interferometers auswirkt.

Die interferierenden Teilstrahlen aus Meß- und Referenzarm werden im Beobachtungsstrahlengang durch den Strahlteiler (BS5) in zwei Beobachtungszweige aufgeteilt. Im ersten Beobachtungszweig wird das Interferenzstreifensystem hinter einem Meßspalt mit einem Photomultiplier registriert. Ein Lock-In-Verstärker verarbeitet das gechoppte Meßsignal des Farbstofflasers (vergl. Kapitel 4.1). He-Ne-Laserstrahlung und Eigenleuchten der Entladung werden hierdurch unterdrückt. Das Interferenzfilter, zentriert auf die He-Ne-Laserwellenlänge, filtert die Strahlung des Farbstofflasers aus dem zweiten Beobachtungszweig heraus. Die Photodiode dient als Detektor für das Streifensystem des He-Ne-Lasers, welches zur aktiven Stabilisierung des Interferometers benötigt wird. Sind Strom und Druck in der Glimmentladung konstant, so ändert sich die Streifenlage bei stabiler He-Ne-Laserfrequenz am Ort der Photodiode nur durch eine relative Längenänderung der beiden Interferometerarme zueinander oder durch eine Verkippung der interferierenden Teilstrahlen. Bei Interferometerarmlängen von 1,5 m zeigten die Messungen, daß der erste Prozeß dominierend ist. Deshalb wird eine Streifendrift durch eine Längenänderung im Meßarm ausgeglichen. Die Detektorfläche der Photodiode wird auf die Flanke eines Interferenzstreifens einjustiert. Die registrierte Photospannung wird nach einer Verstärkung mit einem AD-Konverter digitalisiert und an einen Mikroprozessor für die Interferometerstabilisierung übergeben. Der Mikroprozessor steuert mit Hilfe eines PID-Regelalgorithmus über einen DA-Konverter einen Hochspannungsverstärker, der die Versorgungsspannung für den Piezodrive im Interferometeraufbau liefert. Durch eine Spannungsänderung am Piezodrive wird der optische Wegunterschied der beiden Interferometerarme Δl so eingeregelt, daß das Streifensystem an der Photodiode ortsfest bleibt. Der verwendete Piezodrive hat einen Gesamtstellbereich von 8 µm bei einem Spannungshub von 2 kV. Der Stellbereich des Piezos und die Auflösung des DA-Konverters bestimmen entscheidend die Regelgenauigkeit. Sowohl der DA- als auch der AD-Konverter im Meßaufbau haben eine 8-Bit-

Auflösung. Der Durchlauf eines Streifens über die Detektorfläche der Photodiode entspricht im betrachteten Wellenlängenbereich einer Längenänderung von ca. 300 nm. Mit einer Meßgenauigkeit von ± 1 Bit des ADC werden in der Flanke eines Interferenzstreifens Längenänderungen im Bereich von 3 nm erfaßt. Dieser Wert entspricht einer Meßgenauigkeit von $\lambda/200$. Für die Stellgenauigkeit bedeuten aber die 256 Stellschritte bei 8 µm -Stellbereich, die durch den 8 Bit-Wandler bedingt sind, eine Auflösung von $\lambda/10$, wenn man den gleichen Fehler voraussetzt. Der mögliche 8 µm -Stellbereich wird jedoch für das Regelproblem am Interferometer nicht benötigt. Die Einschränkung auf 2 µm ergibt eine Verbesserung der Regelgenauigkeit auf $\lambda/40$.
Dieser theoretische Wert wurde im Experiment ohne Mühe erreicht. Aufgrund der großen Regelreserve können hierbei über mehrere Stunden einseitige Temperaturdriften im Interferometer abgefangen werden. Als besonders günstig erweist sich die Verwendung von Lock-In-Technik bei der Meßwerterfassung. Durch Wahl einer Integrationszeit, die deutlich über der charakteristischen Regelzeit des Prozessorsystems von ca. 2ms liegt, reduzieren sich die Meßwertschwankungen. Das erzielte Auflösungsvermögen liegt hierdurch bei Werten unterhalb von $\lambda/160$.
Neben der aktiven Stabilisierung gewährleistet der Grundaufbau des Interferometers eine gute passive Stabilität. Durch einen U-förmigen Trägeraufbau kann die Entladung vom Interferometer isoliert aufgestellt werden. Zwei stabile Granitsockel für den optischen Aufbau bilden die Schenkel des U. Diese Sockel stehen auf einer 20 cm dicken Grundplatte aus Granit (Breite 50 cm, Länge 200 cm). Auf dem vorderen Sockel ist eine weitere 10 cm dicke Granitplatte für den optischen Aufbau des Referenzarmes festgedübelt. Die maximale Meßarmlänge beträgt 160 cm in nullter Ordnung. Die Granitgrundplatte liegt in einer mit Quarzsand gefüllten Stahlwanne, die durch luftgefüllte Schwingungsdämpfer vom Boden entkoppelt wird. Eine zusätzliche Abdeckung des Strahlenganges unterdrückt Luftströmungen zwischen den optischen Bauteilen. Die Meßwerte der Transmission und Streifenverschiebung werden mit dem Intensitätsmonitorwert normiert und über ein Camac-System mit einem Prozeßrechner gespeichert. Ein Camac-DA-Converter

steuerte während der Messung die Farbstofflaserelektronik für den Frequenzvorschub. Der hierbei verwendete 12-Bit-Wandler durchfuhr das 30 GHz-Meßintervall in Frequenzschritten von 14,6 MHz.

4.3 Die Laserintensitätsstabilisierung

Aufgrund der Intensitätsdrift des Farbstofflasers beim Frequenzscan müssen die Meßsignale zusätzlich mit Hilfe des Intensitätsmonitorsignals normiert werden. Durch größere Meßzeiten kann man die Meßwertschwankungen beider Signale, die sich bei der Quotientenbildung addieren, so gering wie möglich halten. Diese Meßtechnik erweist sich speziell bei der Resonanzstreuung als sehr nachteilig, da die Streusignale sehr schwach sind. Zur Intensitätsstabilisierung eines Farbstofflasers kann grundsätzlich die Pumpleistung des Pumplasers nachgesteuert werden. Dieses Verfahren scheidet jedoch aus, da der Einmodenbetrieb des Farbstofflasers nur bei konstanter Pumpleistung gewährleistet ist. Aus diesem Grund wird eine externe Intensitätsstabilisierung durchgeführt. Der Aufbau der Stabilisierungsoptik ist als Blockschaltbild in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Strahlung des Farbstofflasers I_0 ist fast vollständig linear polarisiert. Eine Pockelszelle dreht die Polarisationsebene der Laserstrahlung zwischen 0° und 90°. Die durch den folgenden Glan-Thompson-Polarisator transmittierte Laserintensität I_T ist eine Funktion des Drehwinkels der Pockelszelle. Dieser Winkel ist wiederum abhängig von der anliegenden Hochspannung U. Es gilt hier der Zusammenhang:

$$\frac{I_T}{I_0} = \cos^2 \frac{U}{U_{\lambda/2}}$$

$U_{\lambda/2}$ ist die Spannung, bei der eine Drehung der Polarisationsebene um 90° erfolgt. Für die verwendete Pockelszelle liegt diese Spannung bei 4,5 kV. Ein Strahlteiler koppelt einen Teil der Laserstrahlung zur Messung von I_T mittels eines Photomultipliers aus. Vor dem Photomultiplier

befinden sich eine Zerstreuungslinse zur Strahlaufweitung und ein Graufilter.

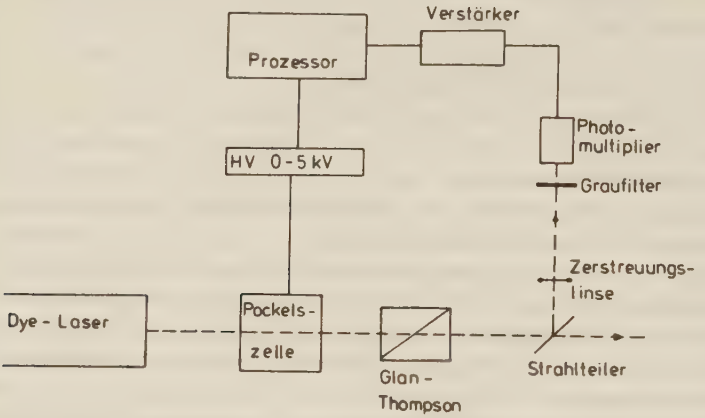


Abbildung 4.3 Aufbau des Intensitätsstabilisators.

Das mit dem Photomultiplier gemessene Intensitätssignal wird mit einem Spannungsverstärker auf den Meßbereich des AD-Konverters angepaßt. Der Mikroprozessor vergleicht diesen Intensitätswert während der Regelphase mit dem eingegebenen Sollwert. Mittels eines PID-Algorithmus wird ein 5 kV Hochspannungsverstärker, an dem die Pockelszelle angeschlossen ist, angesteuert. Mit der vom Prozessorsystem bedingten 8 Bit Auflösung ($\pm$ 1 Bit Genauigkeit) ergibt sich für die Meßwertaufnahme eine Genauigkeit von ca. 0,5 % und für die Stellspannung der Pockelszelle von ca. 1 %, wenn man eine Regelung um den Spannungswert 1/2 $U_{\lambda/2}$ voraussetzt. Aus der Addition beider Abweichungen folgt eine maximale Stabilisierungsgenauigkeit von 1,5 %. Das Experiment zeigte, daß sich dieser Wert auch praktisch leicht erreichen ließ.

4.4 Die Resonanzstreuung

Für die Resonanzstreuung an den He-I-Linien bei 5876 Å werden nur geringe Laserintensitäten benötigt. So braucht der optische Aufbau, der in Kapitel 4.1 und 4.2 beschrieben wurde, bei der Durchführung dieser Experimente nicht verändert zu werden. Das Experiment wird nur zusätzlich durch den Intensitätsstabilisator und die Beobachtungsoptik erweitert. Das Blockschaltbild in Abbildung 4.4 zeigt den prinzipiellen Aufbau.

Unter einem Streuwinkel von 90° bildet die Linse das Streuvolumen durch den Kühlmantel der Entladung auf eine Spaltöffnung ab. Ein Photomultiplier (IP 28) ist hinter dem Spalt als Detektor angebracht. Das gechoppte Meßsignal wird mit einem Lock-In-Verstärker weiterverarbeitet. Der Laserstrahl durchsetzt unfokussiert das Entladungsvolumen und besitzt im Streuvolumen einen Strahldurchmesser von 1,2 mm. Bei einer Laserleistung von 50 W im Streuvolumen ergibt sich eine Strahlungsintensität von ca. $10^4 W/cm^2$. Die elektrische Feldstärke des Laserfeldes liegt mit diesen Werten bei $2{,}5 \times 10^3$ V/m. Schätzt man das Übergangsdipolmoment d_{12} durch den integralen Wert des $3^3D \rightarrow 2^3P$ Überganges für Helium ab, so ergibt sich für die Rabifrequenz nach 2.107:

$$\Omega_R \approx 2 \times 10^9 \text{ rad Hz}$$

oder

$$\Omega_R^* \approx 3{,}2 \times 10^8 \text{ Hz}$$

Dieser maximale Wert liegt ungefähr um den Faktor 4 über den natürlichen Linienbreiten der beobachteten Heliumlinien. Andererseits ist dieser Wert wiederum um einen Faktor 10 geringer als die Dopplerbreiten β. Diese Abschätzung deutet darauf hin, daß das zu erwartende Streusignal wesentlich durch die elastische Streuung bestimmt wird. Die inelastischen Prozesse (vergl. Kapitel 2.3.2.1) können somit vernachlässigt werden. Dies bedeutet aber für die Interpretation der Meßergebnisse, daß eine Auswertung nach Gleichung 2.99 möglich wird, d.h. eine lokale Absorptionsmessung. Die Voraussetzung der Monochromasie

wird ohnedies hinreichend gut von dem Farbstofflaser (Linienbreite 1 MHz) erfüllt. Die Meßwerterfassung erfolgt, wie bei den interferometrischen Messungen, mittels eines Prozeßrechners in Verbindung mit einem Camac-System.

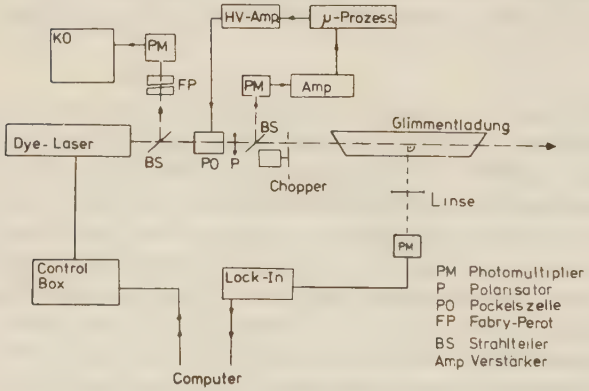


Abbildung 4.4. Aufbau des Streuexperimentes

4.5 Die Glimmentladungen

Die verwendete Glimmentladung in Helium gehört zum Typ der diffusionsbestimmten Entladungen. Die Eigenschaften des Entladungsplasmas können daher durch die geometrischen Dimensionen des Entladungsvolumens wesentlich beeinflußt werden.
Für einen vorgegebenen Entladungsstrom hängen die Elektronendichte (wegen der Querschnittsfläche der Entladungssäule) und die Temperatur (wegen der Wärmeleitung zur Wand als Verlustprozeß) von dem Radius des Entladungsgefäßes ab. Die Länge der Ent-

ladungssäule l steuert die Gesamtabsorption (k(w)l) und Emission des Plasmas. Für die resonanzspektroskopischen Untersuchungen werden zwei unterschiedliche Entladungen eingesetzt. Das erste Entladungsrohr hat die folgenden Dimensionen:

1. R = 1 cm
   l = 100 cm

Für die Entladungsstrecke im zweiten Rohr wurden die folgenden Abmessungen gewählt:

2. R = 0,5 cm
   l = 50 cm

Den Aufbau des ersten Entladungsrohres zeigt die Abbildung 4.5

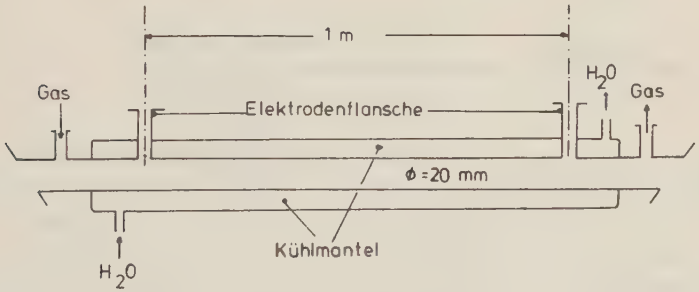


Abbildung 4.5 Entladungsküvette mit einem 2 cm Durchmesser

Das Entladungsrohr aus Duranglas hat einen Innendurchmesser von 20 mm. Im Abstand von einem Meter befinden sich die Schottflansche NW 25 zur Aufnahme der Hohlelektroden aus Edelstahl mit einer effektiven Oberfläche von ca. 9,1 cm^2. Hinter den Elektrodenflanschen sitzen die Stutzen für die Gasversorgung. Der Gaseinlaß liegt auf der Anodenseite der Entladung, der Gasauslaß ist bei der Kathode. Beide Enden des Entladungsrohres werden durch BK7-Fenster unter dem Brewsterwinkel abgeschlossen. Der Betriebsdruck liegt typisch im Bereich

zwischen 1 und 10 Torr. In diesem Druckbereich erhält man eine Gesamtspannung zwischen 600 V und 2000 V bei Strömen zwischen 30 und 120 mA. Mit Hilfe einer Öldiffusionspumpe kann das Entladungsgefäß bis auf 10^{-5} Torr evakuiert werden. Um reproduzierbare Entladungsbedingungen zu erhalten, werden die Verunreinigungen im Entladungsrohr durch die Entladung selbst (maximaler Strom, p = einige Torr) unter kontinuierlichem Gasaustausch von den Wänden desorbiert. Diese "Reinigungsentladung" wird vor Beginn einer Messung in der Regel 2-3 Stunden betrieben. Der Gasdurchfluß wird dann auch während der Messungen beibehalten. Wie der folgende Ausschnitt aus einem Übersichtsspektrum zeigt, kann nur ein geringer Anteil von H_α -Emission festgestellt werden. Dieser Spektrumsausschnitt ist in der Abbildung 4.6 dargestellt.

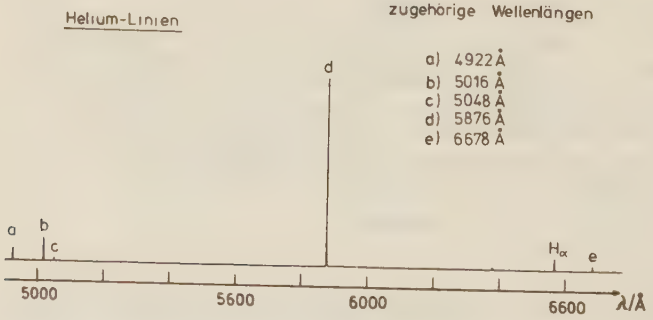


Abbildung 4.6 Emissionsspektrum der Entladung im Bereich zwischen 4900 Å und 6700 Å

Diese H_α -Emission läßt auf eine H_2O-Verunreinigung der Gefäßwände schließen. Wie die Erfahrungen mit dem ersten Entladungsrohr zeigten, erweist es sich als günstiger, ringförmige Elektroden für den Entladungsaufbau zu verwenden. In der Abbildung 4.7 wird der Aufbau des

zweiten Entladungsrohres mit dem geringeren Innendurchmesser gezeigt, der gegenüber dem Ersteren modifiziert ist.

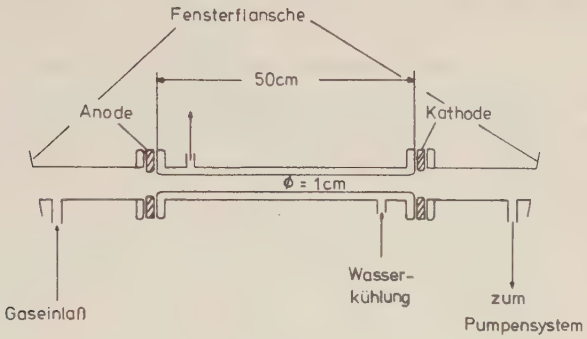


Abbildung 4.7 Aufbau der Entladungsküvette mit einem Innendurchmesser von 1 cm

Der Abstand zwischen den scheibenförmigen Ringelektroden beträgt 50 cm. Die Elektroden werden mit Hilfe von jeweils zwei Teflondichtungen gegen das Entladungsrohr und die Fensterflansche, an denen auch die Gaszufuhr angebracht ist, abgedichtet. Sowohl das Entladungsrohr, als auch die Kathode, die auf Erdpotential liegt, werden mit Wasser gekühlt. Das Vakuumsystem entspricht dem der ersten Entladung.

5. Meßergebnisse der Resonanzspektroskopie

5.1 Die Absorptionsspektroskopie

Absorptionsspektroskopische Messungen wurden, sowohl an der langwelligen Heliumlinie bei 5875,97 A, als auch an der kurzwelligen Linie bei 5875,62 A durchgeführt. Die Abbildung 5.1 zeigt als Ergebnis der

Messungen an der langwelligen Linie den Logarithmus der spektralen Absorption aufgetragen als Funktion des Quadrates des Frequenzabstandes von der Linienmitte, gemessen an der Entladung mit dem größeren Durchmesser.

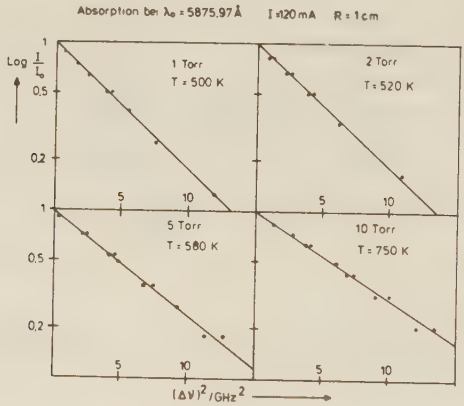


Abbildung 5.1 Logarithmische Darstellung der spektralen Absorption an der 5875,97 Å Linie

Der identische lineare Verlauf für beide Linienflügel zeigt, daß in Längsrichtung der Entladung ein Dopplerprofil vorliegt. Da der Entladungsdruck bei einigen Torr liegt, gilt für die mittlere freie Weglänge der Atome l_m:

$$l_m \ll R,1$$

Im Glimmentladungsplasma treten ferner keine großen Temperaturgradienten auf, so daß sich eine richtungsunabhängige Geschwindigkeitsverteilung einstellen wird. Das Dopplerprofil für die Absorption bedeutet daher, daß die neutralen Gasatome eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung besitzen. Die einfache Struktur der 5875,97 Å-Linie (ein Feinstrukturübergang) erlaubt ferner eine Temperaturbe-

stimmung aus der Halbwertsbreite. Mit 2.25 erhält man für die Temperatur:

(5.1) $$T = 120{,}69 \cdot \Delta\nu_{1/2}^{2} \quad [K]$$

$\Delta\nu_{1/2}$ ist die halbe Halbwertsbreite in GHz.
In der Symmetrieachse der Entladungssäule zeigt sich dann der in Abbildung 5.2 dargestellte Temperaturverlauf als Funktion des Entladungsstromes.

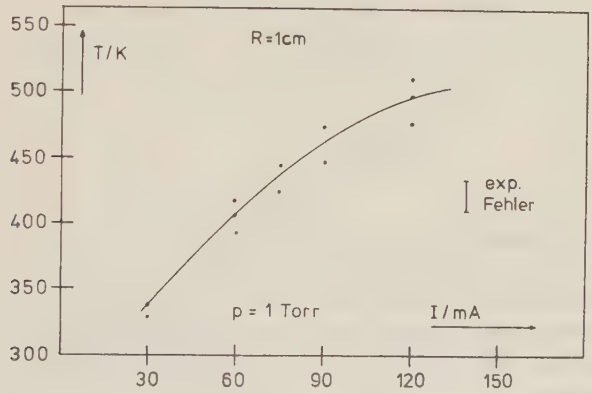


Abbildung 5.2 Temperaturverlauf in der Entladungsachse

Eine Temperaturmessung aus der Dopplerverbreiterung der kurzwelligen Heliumlinie bei 5875,62 Å ist jedoch viel komplizierter. Sowohl die Bestimmung der Halbwertsbreite, als auch die logarithmische Auftragung der in den Linienflügeln absorbierten Intensität führt aufgrund der Feinstruktur bei niedrigen Gastemperaturen zu großen Fehlern bei der Temperaturauswertung. Die einzig zufriedenstellende Methode ist eine Anpassung des Absorptionsprofiles, gegeben durch Gleichung 3.3 an das Meßprofil. Mit erheblich größerem Aufwand erhält man wiederum die

gleichen Ergebnisse. Die Transmissionsprofile dieser Linie, dargestellt in Abbildung 5.3, zeigen auch, daß mit wachsendem Entladungsstrom die optische Schichtlänge sehr stark ansteigt. Hierdurch wird eine Temperaturbestimmung weiter erschwert.

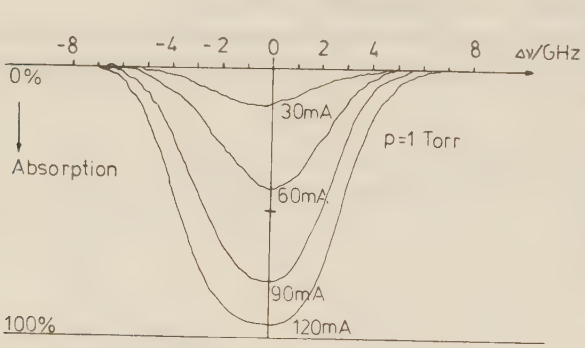


Abbildung 5.3 Transmissionsprofile der 5875,62 Å-He-Linie

Alle Transmissionsprofile zeigen deutlich den unsymmetrischen Verlauf beider Linienflügel (vergl. Kapitel 3). Durch die große Oszillatorenstärke läßt sich jedoch die Gesamtabsorption bei kleinem Entladungsstrom gut experimentell bestimmen. Den hieraus resultierenden Verlauf der Besetzungsdichte N_{2^3P} , gemessen in der Entladungsachse, zeigt die Abbildung 5.4. Die hier aufgetragenen Meßwerte ergeben sich aus den Messungen an den beiden He-I-Linien bei 5876 Å. Eine Korrektur der Meßwerte nach Formel 2.13 unter der Einbeziehung der Besetzung des 3^3D-Niveaus brauchte aufgrund der niedrigen Besetzungsdichten im 3^3D-Niveau, (vergl. Abbildung 3.5) nicht vorgenommen werden. Zusätzlich ist in dieser Abbildung der Dichteverlauf, welcher mit Hilfe der interferometrischen Meßmethode bestimmt wurde, (vergl. Abbildung 5.13) eingezeichnet.

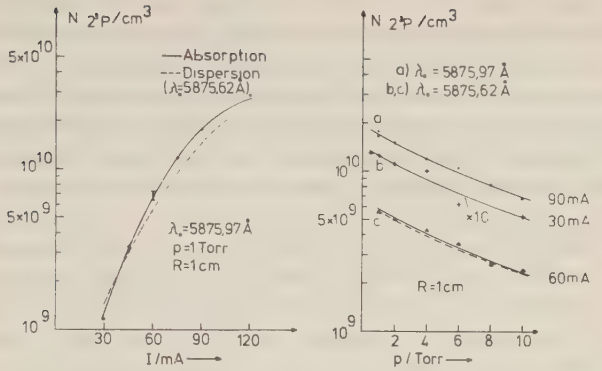


Abbildung 5.4 Verlauf der 2^3P-Besetzungsdichte in der Symmetrieachse der Entladung

Die Abbildung 5.5 stellt für die zweite Entladung mit dem Innendurchmesser von 1 cm den Verlauf der Besetzungsdichte des 2^3P-Niveaus in der Symmetrieachse der Entladung als Funktion des Entladungsstromes für verschiedene Drucke dar.

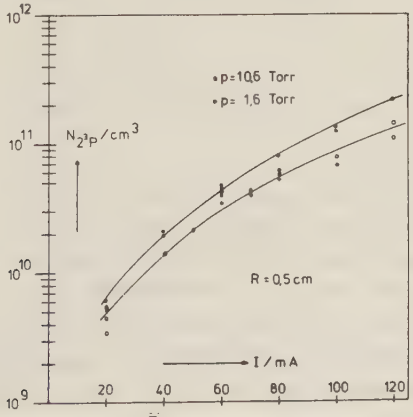


Abbildung 5.5 Verlauf der 2^3P-Besetzungsdichte als Funktion des Entladungsstromes für die Entladung mit 1 cm Durchmesser

In beiden Entladungen ergibt sich bei konstantem Entladungsstrom eine Verringerung der Besetzungsdichte N_{2^3P}, wenn der Druck in der Entladungssäule erhöht wird. Bei gleichem Entladungsdruck und -strom erhält man im dünneren Glimmentladungsrohr deutlich höhere Werte für das 2^3P-Niveau. Aus diesem Grund wurden die Messungen im wesentlichen an der 5875,97 A-Linie durchgeführt. Simultane Streulichtmessungen (vergl. Kapitel 5.3) ergänzen jeweils die absorptionsspektroskopischen Untersuchungen. Diese Streulichtmessungen dienen ausschließlich zur Temperaturbestimmung der Neutralteilchen. Ein Vergleich der integral gemessenen Temperatur aus der Dopplerbreite der Transmissionsprofile mit den lokalen Temperaturwerten der Resonanzstreuung liefert innerhalb der Meßgenauigkeit das gleiche Ergebnis. Dieses bedeutet aber, daß die Temperatur der Neutralteilchen, auf einem achsenparallelen Strahl längs der Entladung konstant ist. Die folgende Abbildung 5.6 zeigt die Ergebnisse der Temperaturmessung.

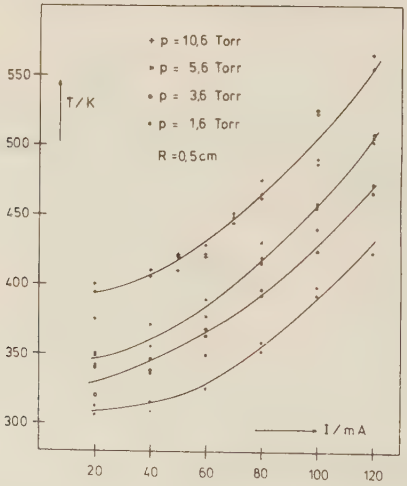


Abbildung 5.6 Temperaturverlauf für die Entladung mit einem Durchmesser von 1 cm

Wie aus der Abbildung 5.6 zu ersehen ist, führt im Gegensatz zum Verhalten der Besetzungsdichte des 2^3P-Niveaus eine Verringerung des Entladungsdurchmessers auch zu einer Erniedrigung der Temperatur der Neutralteilchen in der Entladungsachse. Wie auch bei der großvolumigen Entladung resultiert aus einer Druckerhöhung ein Ansteigen der Temperatur (vergl. Abb. 5.1). Eine vergleichende Darstellung der Temperatur- und Besetzungsdichtemessungen für ähnliche Entladungsdrucke in beiden Entladungstypen zeigt die Abbildung 5.7.

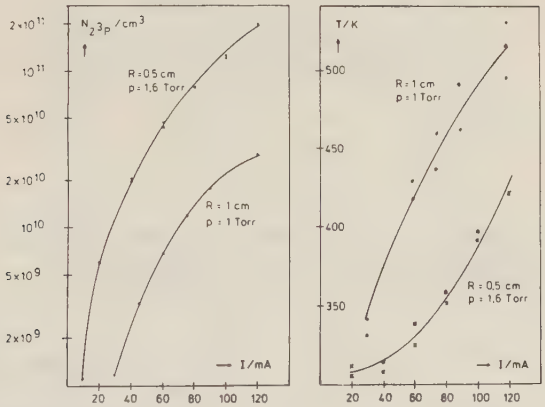


Abbildung 5.7 Vergleichende Darstellung des 2^3P-Dichte- und Temperaturverlaufes für beide Entladungen

Diese Ergebnisse sind für den Bau kontinuierlicher CO_2-Laser von Interesse. Diese Laser arbeiten mit einem Gasgemisch aus CO_2, N_2 und He mit He als wesentlichen Anteil (ca. 80 Vol %). Die Verstärkung im Lasergas ist proportional zu $T^{-3/2}$. Hieraus ergibt sich mit Blick auf die vorgestellten Meßergebnisse, daß ein möglichst dünnes Entladungsrohr sehr viel effizienter als ein großvolumiges Rohr ist. Bei gleichen Strom wird man mit dem dünneren Entladungsrohr aufgrund der niedrigeren Entladungstemperatur eine höhere Verstärkung

erzielen. Die Untersuchungen an beiden Glimmentladungen zeigen, daß die Besetzungsdichte des 2^3P-Niveaus und die Temperatur der Heliumatome neben der Abhängigkeit von Entladungsdruck und -strom auch eine starke radiale Abhängigkeit haben. Für diese Untersuchungen wurde die Entladung in radialer Richtung parallel zur einfallenden Laserstrahlung verschoben. Die Abbildung 5.8 stellt ein Ergebnis dieser Messungen an der Entladung mit dem geringeren Durchmesser dar.

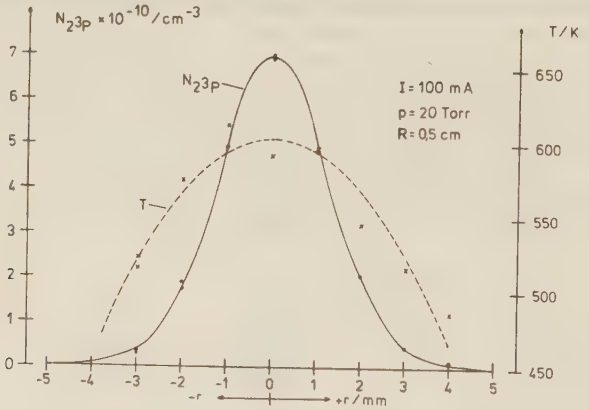


Abbildung 5.8 Radialer Verlauf der 2^3P-Dichte und der Temperatur

Der Abfall der 2^3P-Dichte zum Rand der Entladung ist wesentlich stärker als der der Temperatur. Beide Meßkurven haben ein radialsymmetrisches Profil.

In der Literatur findet man bis heute keine befriedigende Beschreibung der Besetzungsdichteverhältnisse für ein Glimmentladungsplasma in Helium. Sowohl die Rechnungen von Fukuda und Mitarbeitern /4/, die zum Vergleich mit ihren eigenen Hakenexperimenten durchgeführt wurden, als auch die Rechnungen von Kagan und Dothan /73/, die annähernd für den gleichen Entladungsdurchmesser 2R=1,2 cm, wie die in diesem Experiment benutzte kleinere Entladung (2 R = 1 cm), durchgeführt wurden, zeigen in ihren quantitativen als auch qualitativen

Verläufen erhebliche Abweichungen vom Experiment, die auf ein noch mangelhaftes Verständnis der Prozesse in einer solchen Entladung zurückzuführen sind. Die folgende Abbildung 5.9 zeigt einen Vergleich der Meßergebnisse mit den berechneten Werten von Kagan /73/.

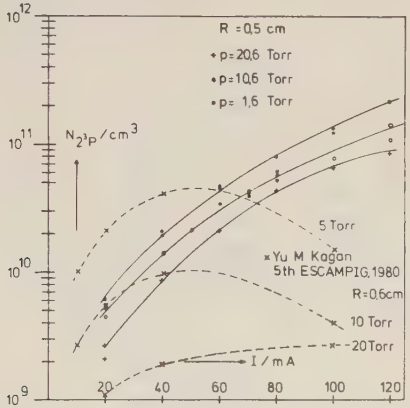


Abbildung 5.9 Vergleich der Meßwerte der 2^3P-Dichte mit den Ergebnissen der Rechnung von Kagan /73/

5.2 Die Resonanzinterferometrie

Die Resonanzinterferometrie wird als zweite integrale Meßmethode zur Neutralteilchendiagnostik verwendet. Wie aus der Beschreibung des experimentellen Aufbaus hervorgeht, handelt es sich hier um ein aufwendiges Meßverfahren. Deshalb beschränken sich die Messungen auf die Entladung mit dem Durchmesser von 2 cm. Die untere Nachweisgrenze dieser Meßmethode (vergl. Kapitel 2.2.2.2) liegt oberhalb der der Absorptionsspektroskopie. Aus diesem Grund bietet sich für diese Messungen die 5875,62 Å-Linie des Heliums an. Den Einfluß der Absorption auf den Interferenzstreifenverlauf beim Frequenzscan über diese Linie zeigt der in der Abbildung 5.10 dargestellte Ausschnitt eines Interferogrammes. Der geometrische Wegunterschied zwischen Meß- und Referenzarm des Interferometers beträgt hier $\Delta l = 3$ cm.

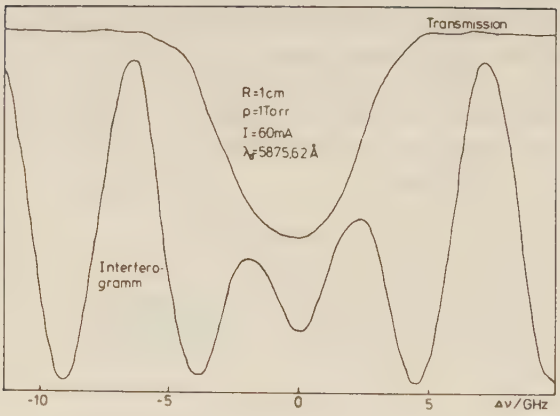


Abbildung 5.10 Interferogramm, aufgenommen bei der 5875,62 Å-He-Linie

Zur Verdeutlichung der spektralen Lage ist das zugehörige Transmissionsprofil oberhalb des Interferogrammes miteingezeichnet. Die Messung wurde bei einem Druck von p = 1 Torr und einem Entladungsstrom von 60 mA durchgeführt. Durch die frequenzaufgelöste digitale Speicherung des Interferenzstreifenverlaufs und der Transmission kann man eine Auswertung nach Gleichung 2.54 leicht durchführen. Die Streifenverschiebung wird im Vergleich zu einem Nullinterferogramm berechnet, das bei hohem Entladungsdruck neben der Spektrallinie oder bei geringem Druck bei abgeschalteter Entladung aufgenommen wird. Als erstes Beispiel für den spektralen Verlauf der Streifenverschiebung zeigt Abbildung 5.11 die Messung bei 1 Torr und 60 mA.

Die durchgezogene Kurve zeigt den theoretisch berechneten Verlauf der Streifenverschiebung. Die beste Anpassung dieser Kurve an den Meßwertverlauf ergab sich für eine Besetzungsdichte $N_{2^3p} = 5{,}8 \times 10^{-9}$ und eine Temperatur T = 430 K.

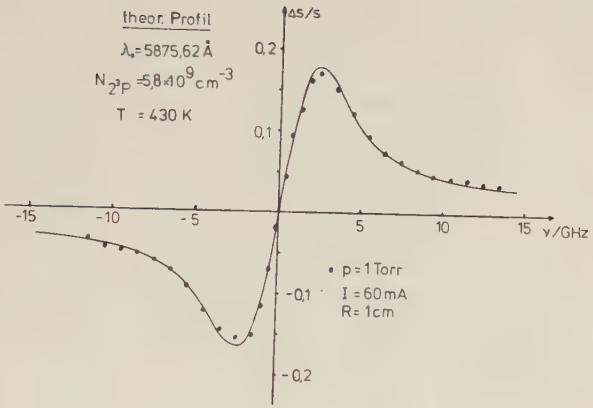


Abbildung 5.11 Spektraler Verlauf der Interferenzstreifenverschiebung für einen Entladungsstrom von 60 mA

Die Messung zeigt, daß sich der Verlauf der Streifenverschiebung gut mit der linearen Dispersionstheorie (vergl. Kapitel 2) erklären läßt. Auch ist eine Bestimmung der Temperatur und der Geschwindigkeitsverteilung möglich.
Als zweites Beispiel zeigt die Abbildung 5.12 eine Messung bei 90 mA. Bei diesen Entladungsbedingungen ist die Absorption im Linienzentrum schon so stark, daß eine Auswertung der Streifenverschiebung in diesem Spektralbereich nicht mehr möglich ist. Zum Vergleich ist ein theoretisches Profil, angepaßt für $N_{2^3P} = 1{,}48 \times 10^{10}$ cm^{-3} und T = 520 K, eingetragen.

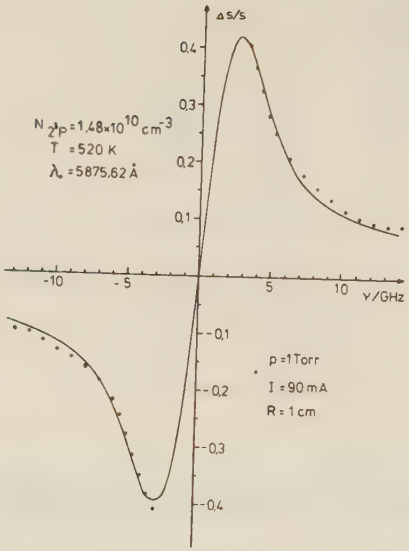


Abbildung 5.12 Spektraler Verlauf der Interferenzstreifenverschiebung für einen Entladungsstrom von 90 mA

Die folgende Abbildung 5.13 stellt als Ergebnis der interferometrischen Messungen den Verlauf der 2^3P-Besetzungsdichte aufgenommen bei konstantem Druck als Funktion des Entladungsstromes und bei einem Strom von 60 mA als Funktion des Entladungsdruckes dar (vergl. auch Abb. 5.4).

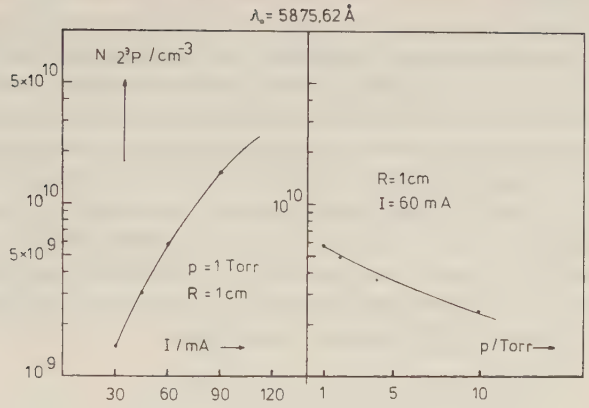


Abbildung 5.13 Abhängigkeit der 2^3P-Besetzungsdichte von Entladungsstrom und -druck

5.3 Die Resonanzstreuung

Für die Resonanzstreuexperimente werden im Vergleich zur Absorptionsspektroskopie bzw. Interferometrie deutlich höhere Laserintensitäten benötigt. Steigert man die Intensität des eingestrahlten Laserfeldes, so erschwert sich die Meßwertinterpretation durch den in Kapitel 2.3.2.1 bereits diskutierten Sättigungseffekt. Die Sättigung bewirkt ein nichtlineares Absorptionsverhalten, welches bei Besetzungsdichtemessungen berücksichtigt werden muß. Ferner vergrößert sich die homogene Linienbreite durch die Einwirkung des starken elektromagnetischen Laserfeldes. In Abbildung 2.5 wurde gezeigt, daß die experimentelle

Bestimmung der Abhängigkeit der gestreuten Intensität von der einfallenden Laserintensität ein wertvolles Indiz auf vorliegendes Sättigungsverhalten liefert. Für den Fall der elastischen Streuung sind beide Größen zueinander proportional. Die Messung dieser Abhängigkeit erfolgte an der Entladung mit dem größeren Durchmesser in der Symmetrieachse. Abbildung 5.14 stellt die Ergebnisse dieser Untersuchungen, sowohl spektral im Absorptionsmaximum der 5875,62 Å-Linie, als auch über das Linienprofil integriert, in Abhängigkeit von der einfallenden Laserleistung dar. Das lineare Verhalten der Meßwerte zeigt, daß die elastische Streuung überwiegt, so daß eine Auswertung der Messungen nach dem Huberschen Modell /30-32/ möglich ist. In diesem Fall ergibt sich aus den Streuprofilen das lokale Verhalten des Absorptionskoeffizienten, ohne daß der Einfluß des äußeren Laserfeldes berücksichtigt werden muß.

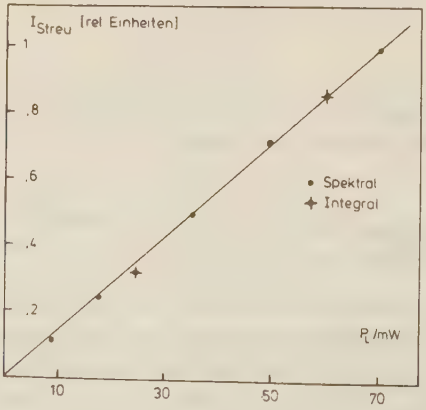


Abbildung 5.14 Abhängigkeit der gestreuten Intensität von der eingestrahlten Laserleistung

Im Verlauf der Messungen wurde der Ort der Streuung längs der Entladungssäule variiert. Im Bereich hoher Entladungsströme wurde allerdings nur unmittelbar hinter dem Strahleintritt in das Ent-

ladungsvolumen gemessen. So mußte die Absorption von Laserstrahlung auf dem Lichtweg zum Streuvolumen nicht berücksichtigt werden.

Die Abbildung 5.15 zeigt ein frequenzaufgelöstes Streuprofil an der Heliumlinie bei 5875,97 Å. Gemäß der Huberschen Theorie (vergl. Gleichung 2.99) wird für diese Linie ein Dopplerprofil für den lokalen Absorptionskoeffizienten erwartet. Zum Vergleich mit dem Meßwertverlauf ist ein Dopplerprofil in die Abbildung eingezeichnet.

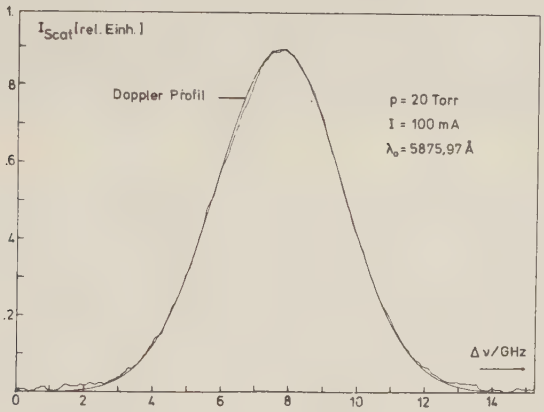


Abbildung 5.15 Gemessenes Streuprofil im Vergleich zum theoretischen Profilverlauf

Die aus den Halbwertbreiten der lokal gemessenen Streuprofile errechneten Temperaturen zeigen gute Übereinstimmung mit den Meßwerten der beiden integralen spektroskopischen Verfahren. Der dopplerprofilförmige Verlauf des lokalen Absorptionskoeffizienten bedeutet für die neutralen Heliumatome, daß in Richtung der einfallenden Lichtwelle eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung vorliegt. Die Bestimmung der 2^3p-Besetzungsdichte durch die Resonanzstreuung ist prinzipiell

auch möglich. Um die Dichte absolut zu messen, ist jedoch ein aufwendiges Kalibrierungsverfahren der Streuapparatur mittels eines Rayleighstreuexperimentes notwendig. Die verwendeten Entladungsrohre aus Duranglas sind jedoch für die Rayleighstreuung aufgrund eines hohen Falschlichtuntergrundes ungeeignet. Andererseits lassen sich recht gut relative Dichteverteilungen durch die Streuung bestimmen, da in diesem Fall eine Kalibrierung nicht notwendig ist. Bei geringen Dichten ist die Nachweisempfindlichkeit der Streuung höher als beim integralen Meßverfahren der Absorptionsspektroskopie. Soweit es die Fensterflansche am Entladungsrohr zuließen, wurde die radiale Dichteverteilung mit Hilfe der Streuung an der größeren Entladung vermessen. In Abbildung 5.16 ist diese Besetzungsdichteverteilung für einen Druck von p = 1 Torr und einen Entladungsstrom von 30 mA dargestellt.

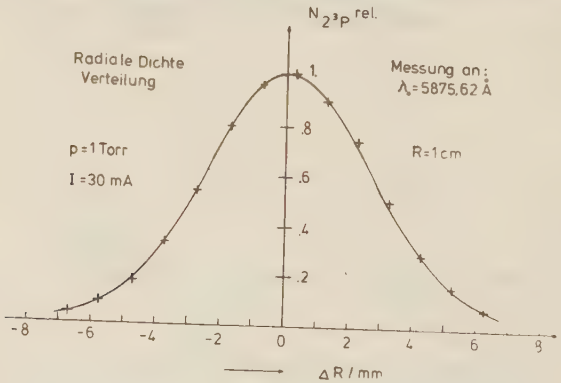


Abbildung 5.16 Radialer Verlauf der 2^3P-Dichte

Auch hier zeigt sich, wie in Abbildung 5.8, ein symmetrischer Abfall der Besetzungsdichte zum Rand der Entladung.

5.4 Fehlerbetrachtung

Die bisherige Diskussion der Meßergebnisse zeigte, daß die Werte der 2^3P-Besetzungsdichte und der Temperatur der Heliumatome empfindlich von Entladungsstrom und Druck abhängen. Die Streuung der Meßergebnisse wird also sowohl durch die durch das Meßverfahren bedingten Fehler, als auch durch die Einstellgenauigkeit obiger Grundgrößen bestimmt. Bei diesen Experimenten konnte der Entladungsstrom mit einer Genauigkeit von

a) $$\frac{\Delta I}{I} \approx 2\%$$

gemessen werden, und bei der Druckmessung lag der mittlere Fehler bei

b) $$\frac{\Delta p}{p} \approx 5\% \ .$$

Als systembedingte Meßfehler, die sich konstant in allen Experimenten fortpflanzen, müssen auch die durch die Instabilität der Laserlichtquelle hervorgerufenen Meßwertschwankungen betrachtet werden. Laut Herstellerangaben können beim Frequenzscan des Farbstofflasers Nichtliniaritäten auftreten. Sie betragen bei einem Scanbereich von 30 GHz bis zu 2 %. Hierzu addiert sich der Meßfehler bei der Kalibrierung des Frequenzvorschubes mit dem 1,5 GHz-Spectrumanalyser. Die Summe beider Meßfehler läßt sich mit Hilfe der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie an der 5875,62 Å-Linie bestimmen. Der Frequenzabstand der Feinstrukturübergänge innerhalb dieser Linie wurde mit Hilfe der Mikrowellenspektroskopie /45,50/ genau vermessen. Ein Vergleich der Meßergebnisse der Mikrowellenspektroskopie mit dem verwendeten Kalibrierungsverfahren ergab eine Abweichung von 1%. Einschränkend muß jedoch bemerkt werden, daß dieser Wert nur für einen Gesamtscan über ca. 6 GHz gilt. In der Regel lag der Gesamtscanbereich bei ca. 20 GHz, so daß die Meßunsicherheit von 2 % einen realistischen Wert darstellt. Die Intensitätsschwankungen des Lasers rufen bei der Bestimmung der Halbwertsbreiten aus den Transmissions- bzw. Streuprofilen einen Fehler von ca. 1 % hervor. Insgesamt resultiert ein Meßfehler bei der Bestimmung der Dopplerbreite der Linien von ca. 3 %. Mit diesem Meßfehler ergibt sich eine Genauigkeit in der Temperaturbestimmung von

$$\frac{\Delta T}{T} \approx 6\% \ .$$

Die 2^3P-Besetzungsdichte läßt sich mit Hilfe der Absorptionsspektroskopie (bzw. Resonanzinterferometrie) nicht direkt bestimmen. Beide Meßverfahren führen lediglich auf das Produkt $N' f_{ik} l$. Die Bestimmung der absorbierenden Schichtlänge l bei Gasentladungen in Richtung der Entladungssäule ist problematisch, da der Meßstrahl über verschiedene Plasmaschichten (Anoden-, Kathodenfallraum, positive Säule) mittelt. Die relativen Längen dieser einzelnen Schichten in bezug zur gesamten Entladungsstrecke variieren mit Entladungsdruck und -strom. Bei einer Glimmentladung dominiert in der Regel die Länge der positiven Säule, die in guter Näherung als homogen in ihrer Längsrichtung betrachtet werden kann. Sowohl auf der Kathoden- als auch auf der Anodenseite konnten bei den beschriebenen Entladungen (vergl. Kapitel 4.5) keine ausgeprägten Fallräume beobachtet werden. Deshalb wurde für die Schichtlänge l der Abstand zwischen den Elektroden eingesetzt. Die Oszillatorenstärke f_{ik} wurde aus einem Tabellenwerk /26/ übernommen und ist mit einem relativen Fehler

$$\frac{\Delta f_{ik}}{f_{ik}} \approx 3\ \%$$

behaftet. Interferogramme und Transmissionsprofile wurden dann frequenzaufgelöst in äquidistanten Schritten beim Frequenzscan des Farbstofflasers über den betrachteten Spektralbereich aufgezeichnet. Durch das verwendete Kalibrierungsverfahren wurde hierbei eine Genauigkeit in der Bestimmung der Frequenzschrittweite von 2 % erzielt. Dieser Meßfehler pflanzt sich zum Beispiel bei der Absorptionsspektroskopie linear auf den Fehler in der Dichtebestimmung fort. Beim Vergleich mehrerer Einzelmessungen der 2^3P-Dichte muß zusätzlich die Streuung der zu Anfang besprochenen Grundgrößen (Entladungsstrom, -druck) berücksichtigt werden. Bei den Experimenten wurde insgesamt eine Streuung der Meßwerte von

$$\frac{\Delta N_{2^3P}}{N_{2^3P}} \approx 5\ \%$$

um den Mittelwert festgestellt.
Die Stabilität des Interferometers bestimmt entscheidend die Meßgenauigkeit der mit Hilfe der Resonanzinterferometrie gemessenen 2^3P-

Dichte. Mit der Stabilisierung auf λ /160 ergibt sich bei einer mittleren Streifenverschiebung von $\Delta S/S = 1/10$ schon ein Fehler von

$$\frac{\Delta\left(\frac{\Delta S}{S}\right)}{\frac{\Delta S}{S}} \approx 20\ \%$$

für den einzelnen Meßwert. Hinzu kommt die Meßunsicherheit der Frequenzlage (2 %), ferner die durch Intensitätsschwankungen des Lasers hervorgerufenen Meßfehler im Intensitätsverlauf der Interferenzstreifen (1,5 %) und der Transmission (1,5 %) (vergl. Formel 2.53). Um dennoch befriedigende Resultate zu erhalten, wurde der gesamte Dispersionsverlauf über die Spektrallinie gemessen. Aus dem Vergleich der Meßkurven mit dem theoretischen Verlauf folgt dann die Besetzungsdichte. Die hierdurch berechneten Werte zeigten eine Streuung von

$$\frac{\Delta N_{23p}}{N_{23p}} \approx 10\ \%$$

6. Modell zur Beschreibung einer Glimmentladungssäule in Helium

Zur theoretischen Beschreibung des Entladungsplasmas der positiven Säule wurden Modellrechnungen durchgeführt, die auf einem erweiterten Schottky-Modell nach Ecker und Zöller /53/ beruhen. Vorausgesetzt wird eine unendlich lange radialsymmetrische Plasmasäule mit dem Radius R, die durch isolierte Wände eingeschlossen ist und in ihrer Längsrichtung homogen sein soll. Die Ionen und Elektronen bewegen sich in longitudinaler Richtung aufgrund eines konstanten elektrischen Feldes E . Ferner sei dieses Plasma, was gut für eine Glimmentladung zutrifft, stoßbestimmt, schwach ionisiert und stationär. Der Ladungsträgerverlust der Plasmasäule erfolgt durch Wandrekombination. Volumenrekombination wird nicht berücksichtigt. In einem stationären Plasma berechnet sich der Fluß Γ_k der k -ten Teilchensorte durch die folgenden Ratengleichungen /53/

(6.1) $$\operatorname{div}\Gamma_k + R_k N_k = 0$$

N_k ist die Dichte der Teilchensorte k im Plasma und R_k die Rate, mit der eine bestimmte Reaktion (z.B. Ionisation) abläuft. Aufgrund der longitudinalen Homogenität folgt /53/:

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}(r\Gamma_k) + R_k N_k = 0 \qquad (6.2)$$

Durch die niedrige Ladungsträgerdichte (Ionen, Elektronen) ist die Anregung der Heliumatome gering. Es befinden sich fast alle Atome im Grundzustand. Der Druck in der Plasmasäule p, definiert durch die Gleichung

$$p = \sum_k p_k = \sum_k N_k k_B T_k \qquad (6.3)$$

wird aufgrund des niedrigen Ionisationsgrades durch den Druck der Neutralteilchen p_n bestimmt /53/.

$$p = p_n = \text{const.} \qquad (6.4)$$

Gleichung 6.4 erleichtert die Beschreibung des Plasmas in zweifacher Weise, denn sie beinhaltet die Impuls- und Kontinuitätsgleichung für die neutralen Atome. Aus der Quasineutralität der Plasmasäule folgt, daß die Ionendichte N_i gleich der Elektronendichte N_e ist. Bezieht man dieses auf den radialen Fluß der Ionen Γ_{ir} und der Elektronen Γ_{er}, so ergibt sich /53/:

$$\Gamma_{ir} = \Gamma_{er} = \Gamma_r \qquad (6.5)$$

Mit Hilfe der Impulsbilanzen für die Ladungsträger im Plasma findet man für den radialen Fluß Γ_r /53/:

$$\Gamma_r = -D_a \frac{dN_e}{dr} - N_e D_a \frac{d}{dr} \ln T \qquad (6.6)$$

D_a bezeichnet den ambipolaren Diffusionskoeffizienten und T die Temperatur der Ionen.
Zur vollständigen Beschreibung des Plasmas sind noch die Energiebilanzen für die Plasmakomponenten notwendig. Im stationären Fall

lauten diese allgemein /27/:

$$\Gamma_k \; \mathrm{grad}\left(m_k \frac{v_k^2}{2} + U_k\right) = \mathrm{div}\left(p_k v_k + Q_k\right) + j E - S_k \tag{6.7}$$

In dieser Energiebilanz bedeuten S_k die Strahlungsverluste, Q_k der Wärmestrom, der mit der Wärmeleitfähigkeit λ_k durch

$$Q_k = -\lambda_k \frac{dT_k}{dr} \tag{6.8}$$

gegeben wird, v_k die makroskopische Driftgeschwindigkeit der Teilchen, j die Stromdichte, E die elektrische Feldstärke und U_k die innere Energie der Teilchen. Der niedrige Ionisationsgrad bedingt, daß die Wechselwirkung der Ladungsträger untereinander vernachlässigt werden kann. Ferner spielen die Strahlungsverluste S_k eine untergeordnete Rolle. Da die Ionen im Plasma nach dieser Voraussetzung nur stark mit den Neutralteilchen wechselwirken, wird sich die Temperatur der Ionen nicht wesentlich von der Neutralteilchentemperatur unterscheiden. Deshalb wird für die weitere Plasmabeschreibung /53/

$$T_i = T_n = T \tag{6.9}$$

vorausgesetzt. Mit 6.9 kann die Ionenenergiebilanz bei der weiteren Plasmabeschreibung vernachlässigt werden. Zur weiteren Vereinfachung wird angenommen, daß das elektrische Feld sich in seinem Radialverlauf nicht ändert, d.h.

$$E(r,z) = E_z = \mathrm{const} \tag{6.10}$$

In der Entladungssäule wird der elektrische Strom im wesentlichen von den Elektronen aufgrund ihrer viel größeren Beweglichkeit μ_e im Vergleich zu der der Ionen μ_i getragen. Die Elektronen übertragen die im elektrischen Feld aufgenommene Energie überwiegend durch Stöße auf die Neutralatome /23, 53/. Hieraus folgt:

$$j_z E_z = \frac{3}{2} N_e k_B (T_e - T) \nu_{en} \varepsilon + \delta \tag{6.11}$$

T_e ist die Elektronentemperatur.

ε beschreibt den Energieverlust bei elastischen Stößen (für Helium gilt $\varepsilon = \frac{2m_e}{m_{He}}$).

ν_{en} bezeichnet die Stoßfrequenz.

Der Energieverlust durch die inelastischen Stöße δ kann in Heliumentladungen vernachlässigt werden /23/. Die elektrische Leitfähigkeit σ_{el} wird in Plasmen mit geringem Ionisationsgrad durch /23/

$$\sigma_{el} = \frac{e^2 N_e}{\nu_{en} m_e} \tag{6.12}$$

gegeben. Mit dem Ohm'schen Gesetz

$$j_z = \sigma_{el} E_z \tag{6.13}$$

folgt aus der Gleichung 6.11 für eine Heliumplasma:

$$\frac{e^2 m_{He} k_B}{3 m_e} T^2 V^2 - \tilde{\nu}_{en}^2 (T_e - T) = 0 \tag{6.14}$$

In der obigen Gleichung wurden die folgenden Abkürzungen eingeführt:

$$V = \frac{E_z}{p} \tag{6.15}$$

$$\tilde{\nu}_{en} = \frac{\nu_{en}}{N_n} . \tag{6.16}$$

Betrachtet man nun die neutralen Atome, so dominiert in der Energiebilanz die Wärmeleitung zur Wand als Verlustprozeß für die durch Elektronenstoß aufgenommene Energie. Man erhält also vereinfacht aus 6.7 unter Berücksichtigung von 6.11 /53/

$$div\left(\lambda \frac{dT}{dr}\right) + j_z E_z = 0 \tag{6.17}$$

oder

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr}\left(r \lambda \frac{dT}{dr}\right) + j_z E_z = 0 . \tag{6.18}$$

Obwohl durch die bisherigen einschränkenden Voraussetzungen der Gleichungssatz erheblich reduziert wird , bleibt die Beschreibung des Plasmas weiterhin schwierig. Die Ladungsträgerdichte N_e , die Neutralteilchentemperatur T und die Elektronentemperatur T_e werden durch ein System von gekoppelten Differentialgleichungen mit variablen Koeffizienten beschrieben, in dem das longitudinale elektrische Feld den Eigenwert bildet.

6.1 Randwerte und Koeffizienten zur Behandlung des Differentialgleichungssystems

Für die numerische Behandlung der durch 6.2, 6.6, 6.14 und 6.18 gegebenen Gleichung erweist sich die Substitution

(6.19) $$x = \frac{r}{R}\rho$$

als sehr nützlich. Mit dieser Vereinbarung erhält man aus den Gleichungen:

(6.14) $$\frac{m_{He}\, e^2 k_B}{3\, m_e^2} T^2 V^2 - (T_e - T)\,\tilde{\nu}_{en}^2 = 0$$

(6.20) $$\frac{1}{x}\frac{d}{dx}\left(x\lambda(T)\frac{dT}{dx}\right) + \frac{R^2}{\rho}\,\frac{e^2 k_B}{m_e \tilde{\nu}_{en}}\, V^2 T N_e = 0$$

(6.21) $$\frac{1}{x}\frac{d}{dx}\left\{x\left(D_a\frac{dN_e}{dx} + N_e D_a \frac{d\ln T}{dx}\right)\right\} + \frac{R^2}{\rho^2} R_e N_e = 0$$

Der Gesamtstrom I der Entladung ergibt mit 6.12 und 6.13 zu

(6.22) $$I = \int_0^{2\pi}\int_0^{R} j_z\, r\, dr\, d\varphi = 2\pi\,\frac{R^2 k_B e^2}{\rho^3 m_e} V \int_0^{\rho} x\,\frac{T N_e}{\tilde{\nu}_{en}}\, dx\,.$$

Die Rotationsymmetrie der Entladung bedingt für die Symmetrieachse ($r=0$, d.h. $x=0$) unter Voraussetzung eines nichtsingulären Verhaltens der Plasmaparameter:

$$\frac{dN_e}{dx} = 0 \quad , \quad \frac{dT}{dx} = 0 \tag{6.23}$$

Die Wandrekombination der Ladungsträger und die Wärmeleitung bedingen für den Rand der Entladung ($r=R$, d.h. $x=p$) die folgenden Nebenbedingungen:

$$T = T_w \quad , \quad N_e = 0 \tag{6.24}$$

Neben den hinreichend gut bekannten Naturkonstanten tritt in Gleichung 6.14 nur das Quadrat der Stoßfrequenzen als zusätzlicher Koeffizient auf. Durch die Ω -Wechselwirkungsintegrale aus den Wirkungsquerschnitten für die Stoßprozesse berechnen sich die Stoßfrequenzen wie folgt /71/:

$$\tilde{\nu}_{en} = \frac{16}{3}\,\Omega_{en}^{(1,1)} \tag{6.25}$$

Der Verlauf für $\Omega_{en}^{(1,1)}$ als Funktion der Elektronentemperatur ist in der Abbildung 6.1 dargestellt.

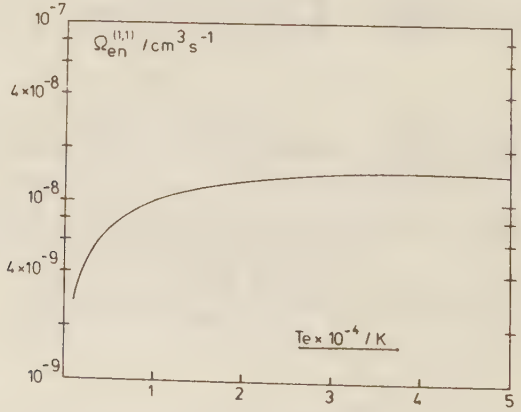


Abbildung 6.1 Abhängigkeit der $\Omega_{en}^{(1,1)}$ von der Elektronentemperatur

Abbildung 6.1 zeigt, daß der Wert der $\Omega_{en}^{(1,1)}$ in weiten Temperaturbereichen annähernd konstant ist.

$$\Omega_{en}^{(1,1)} \approx 1{,}4 \times 10^{-8} \quad cm^3 s^{-1} .$$

Mit 6.14 ergibt sich folgende Näherungsformel für die Elektronentemperatur

(6.26) $$T_e \approx 9{,}4 \times 10^{-2} \left(\frac{ET}{p}\right)^2 \quad [K]$$

mit E in V/cm, p in Torr, T und T_e in K.
In Gleichung 6.20 muß neben den Stoßfrequenzen die Wärmeleitfähigkeit $\lambda(T)$ berücksichtigt werden. Die Wärmeleitfähigkeit des Neutralgases wurde mit Hilfe der Chapman-Enskog Formel für die Wärmeleitung in einatomigen Gasen berechnet. Für Helium erhält man nach /64/:

(6.27) $$\lambda(T) = 3{,}5791 \times 10^{-6} \frac{\sqrt{T}}{\Omega_\lambda} \quad Joule\ cm^{-1} K^{-1} s^{-1}$$

Die Funktion Ω_K, welche in /64/ tabelliert ist, ist nur schwach temperaturabhängig. Für Helium ergibt sich der in Abbildung 6.2 dargestellte Zusammenhang zwischen Temperatur und Wärmeleitfähigkeit.

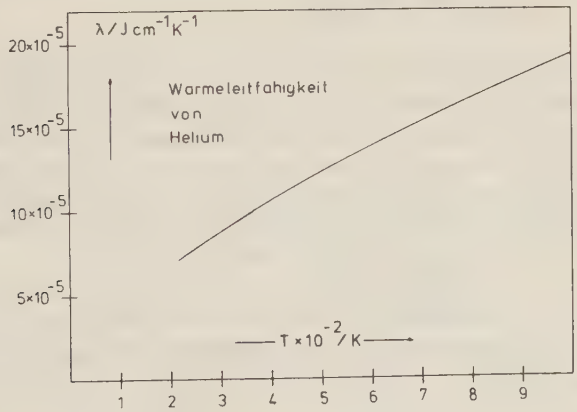


Abbildung 6.2 Wärmeleitfähigkeit von Helium

$\lambda(T)$ variiert nur schwach mit der Temperatur. Mit 6.18 kann daher eine nützliche Abschätzungsformel für den radialen Temperaturverlauf hergeleitet werden. $\lambda(T)$ wird durch die mittlere Wärmeleitfähigkeit $\bar{\lambda}$ und die Stromdichte j durch

(6.28) $$j = \frac{I}{\pi R^2}$$

ersetzt.
Mit der Vereinfachung

(6.29) $$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{dT}{dr}\right) \approx \frac{d^2T}{dr^2}$$

erhält man mit 6.18:

(6.30) $$\frac{d^2T}{dr^2} = \frac{I\,E}{\pi R^2 \bar{\lambda}}$$

Damit folgt für den radialen Temperaturverlauf /57/

(6.31) $$T(r) = (T(0) - T_w)\left[1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right] + T_w$$

und für die Temperatur in der Entladungsachse $T(0)$

(6.32) $$T(0) = T_w \cdot \frac{I\,E}{2\pi\bar{\lambda}}$$

mit I in A, E in V/cm, $\bar{\lambda}$ in Joule $\cdot K^{-1}\,cm^{-1}\,s^{-1}$ und T_w in K.
In der Gleichung 6.21 müssen als temperaturabhängige Koeffizienten neben der Ionisationsrate R_e auch der ambipolare Diffusionskoeffizient D_a berücksichtigt werden. Dieser berechnet sich aus den Beweglichkeiten der Elektronen μ_e und Ionen μ_i und den zugehörigen Diffusionskoeffizienten D_e und D_i nach /56, 72/

(6.33) $$D_a = \frac{D_e\mu_i + D_i\mu_e}{\mu_e + \mu_i}.$$

In einer Heliumglimmentladung gilt aber $T_e \gg T$ (vergl. 6.26). Hieraus folgt /71/:

(6.34) $$\frac{D_e}{\mu_e} \gg \frac{D_i}{\mu_i}$$

Mit Hilfe der Einsteinrelation erhält man für den ambipolaren Diffusionskoeffizienten

(6.35) $$D_a \propto \frac{k_B}{e} T_e \mu_i \quad .$$

Die Ionenbeweglichkeiten wurden aus den Arbeiten von Dalgarno /54, 55/ entnommen. Die Temperaturabhängigkeit ist in Abbildung 6.3 dargestellt.

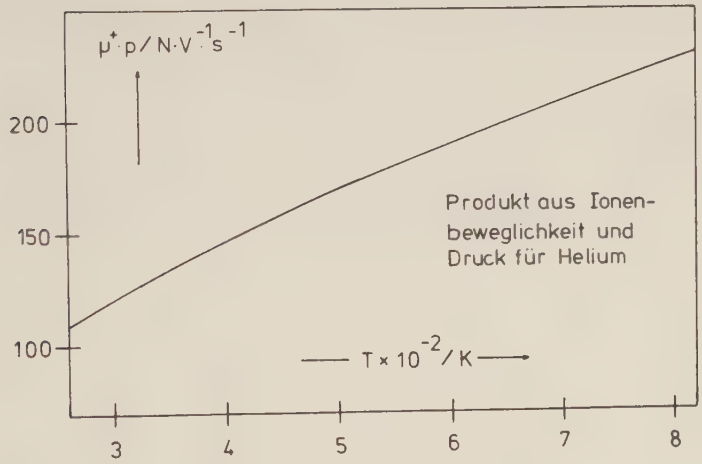


Abbildung 6.3 Produkt aus der Ionenbeweglichkeit und dem Druck für ein Heliumplasma

Die Ionisationsrate R_e wird mit den Ionisationsquerschnitten berechnet. η ist die Elektronenenergie. Für R_e gilt /81/:

(6.36) $$R_e = \frac{p}{k_B T} \eta \quad [\,s^{-1}\,]$$

mit

$$(6.37) \qquad \gamma = 4\pi \int_{c_0}^{\infty} dc\, Q(\eta)\, c^3 f_0(c) \qquad , \quad c_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_i}{m_e}}$$

wobei $f_0(c)$ die normierte Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen bedeutet und ε_i die Ionisationsenergie. Unter der Voraussetzung einer Maxwellverteilung folgt aus 6.37 /63/:

$$(6.38) \qquad \gamma = \sqrt{\frac{8 k_B T_e}{\pi m_e}} \int_{\frac{\varepsilon_i}{k_B T_e}}^{\infty} Q(\eta) \frac{\eta}{k_B T_e} \exp\left\{-\frac{\eta}{k_B T_e}\right\} d\frac{\eta}{k_B T_e} \quad [cm^3 s^{-1}]$$

Der Verlauf dieser Funktion ist für Helium mit den Querschnitten aus /52/ in der Abbildung 6.4 dargestellt.

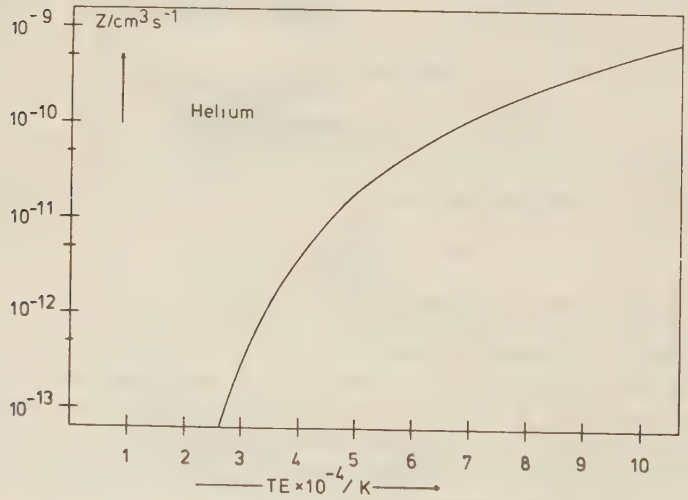


Abbildung 6.4 Normierte Ionisationsrate in Helium als Funktion der Elektronentemperatur

Durch die Verwendung der Maxwellverteilung für die Geschwindigkeiten der Elektronen wird die Rate für die Ionisation nach oben hin abgeschätzt /60/. Sämtliche Modellrechnungen wurden mit dem in diesem Kapitel vorgestellten Koeffizienten durchgeführt.

6.2 Ergebnisse der Modellrechnungen im Vergleich zu den Experimenten

Die Modellrechnungen wurden in erster Linie für die Entladung mit dem Radius R = 1 cm durchgeführt, da speziell für diese Entladung die Elektronendichte von Interesse ist. Gleichung 2.61 zeigt, daß eine hohe Elektronendichte einen starken Einfluß auf den Dispersionsverlauf im Plasma nehmen kann. Von den drei zu berechnenden Größen Elektronentemperatur, Elektronendichte und Temperatur der neutralen Atome konnte jedoch nur die letzte Größe mit Hilfe der Resonanzspektroskopie gemessen werden. In Abbildung 6.5 wird der Vergleich zwischen Rechnung und Experiment für die Neutralteilchentemperatur in der Symmetrieachse der Entladung dargestellt.

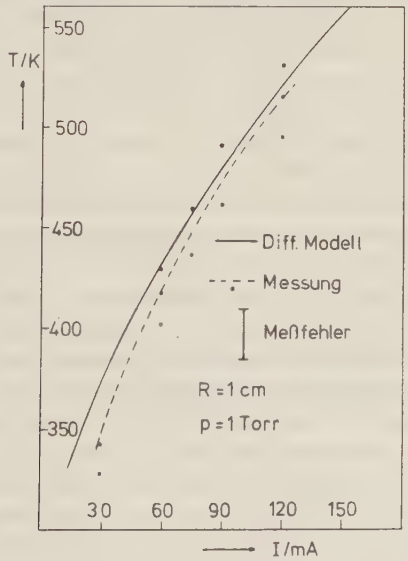


Abbildung 6.5 Verlauf der Neutralgastemperatur in der Entladungsachse in Abhängigkeit vom Entladungsstrom

Beide Kurvenverläufe zeigen sowohl qualitativ als auch quantitativ eine gute Übereinstimmung. Relativ unempfindlich reagieren die Rechnungen auf eine Erhöhung des Temperaturrandwertes. Eine Änderung der Wandtemperatur T_w von 287 K auf 300 K erbringt eine Temperaturänderung in der Entladungsmitte von lediglich 2 K. Die Elektronendichte und Elektronentemperatur in der Entladungsachse sind als Funktionen des Entladungsstromes in der Abbildung 6.6 aufgetragen.

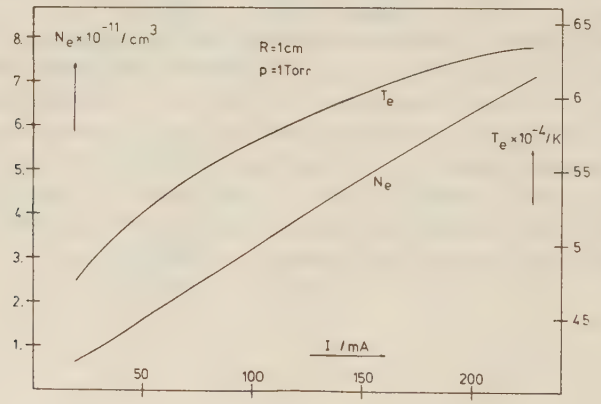


Abbildung 6.6 Elektronendichte und Elektronentemperatur in Abhängigkeit vom Entladungsstrom

Die Ergebnisse zeigen, daß die Elektronendichte im Bereich zwischen 10^{10} cm^{-3} und 10^{12} cm^{-3} liegt. Diese Dichtewerte sind zu gering, um bei den interferometrischen Messungen einen merklichen Einfluß auf die Streifenverschiebung nehmen zu können. Ähnliche Elektronendichten erhalten auch Kagan und Mitarbeiter /51/ durch ihre Modellrechnungen. Leider gibt es in der Literatur sehr wenige Hinweise, die einen Vergleich mit Experimenten zulassen. Dieses gilt besonders für Messungen der Elektronentemperatur. Die experimentelle Bestimmung dieser Größe an Glimmentladungen beruht bis heute fast ausschließlich auf

der Sondendiagnostik. Hier zeigen jedoch die Messungen von Peter und Nuhn /68/, durchgeführt an einer Heliumentladung bei Strömen zwischen 5 und 20 mA, Drucken von 0,3 und 2 Torr und einem Entladungsdurchmesser von 29 mm, daß die Meßgröße eine starke Abhängigkeit von der Sondengeometrie besitzt. Die berichteten Temperaturwerte liegen zwischen 3×10^4 und 6×10^4 K. Ionikh und Frisch /65, 66/ messen an ihrer Entladung (ϕ = 17 mm, j = 10 mA/cm^2, p = 0,22 Torr) eine Elektronentemperatur von $T_e = 10 \times 10^4$ K. Kostenko und Tolmachev /58/ erhalten bei ihren Entladungsparametern (ϕ = 36 mm, $0{,}05 \leq p \leq 0{,}6$ Torr, $2 \leq I \leq 200$ mA) eine Elektronentemperatur von 8×10^4 K. Wie die obigen Werte zeigen, läßt sich über die Elektronentemperatur anhand der vorliegenden Messungen keine befriedigende Aussage machen, da die äußeren Abmessungen der Experimente erheblich voneinander abweichen. Aus diesem Grund wurde speziell zur Arbeit von Kagan und Paskalev /57/ eine Vergleichsrechnung durchgeführt. Die Messungen dieser Autoren wurden an einer Entladung mit einem Durchmesser von 55 mm und einem Entladungsstrom von 138 mA durchgeführt. Zusammen mit den Ergebnissen einiger weiterer Experimente /59, 67/ ist dieser Vergleich in Abbildung 6.7 dargestellt.
Im mittleren R·p-Bereich zeigen die Rechnungen mit dem Experiment eine gute Übereinstimmung. Auch der Übergang zu den anderen Experimenten /59, 51/ wird durch die Ergebnisse des Modells gut dargestellt. Während bei diesen Rechnungen der Entladungsdruck bei konstantem Radius der Entladung R variiert wurde, zeigt Abbildung 6.8 Rechnungen, die für konstanten Entladungsdruck und Strom (p = 1 Torr, I = 20 mA) für unterschiedliche Rohrdurchmesser durchgeführt wurden. Auch hier gelten die angegebenen Werte für die Symmetrieachse der Entladung.

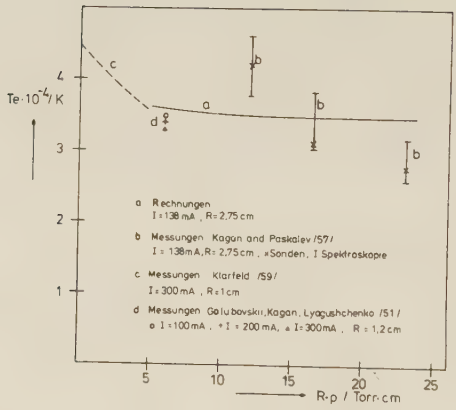


Abbildung 6.7 Elektronentemperatur als Funktion von R · p (R = const)

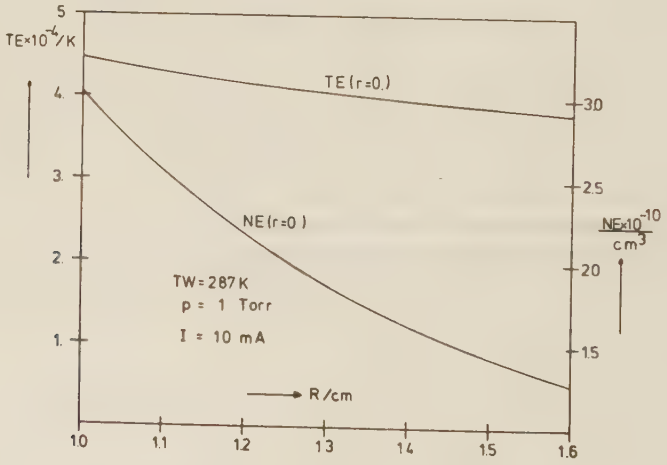


Abbildung 6.8 Elektronentemperatur als Funktion des Radius der Entladung

Die Abnahme der Elektronentemperatur beruht auf einem leichten Abfall in der elektrischen Feldstärke bei sich vergrößerndem Entladungsrohrdurchmesser (vergl. 6.26), während die Temperatur in der Entladungsmitte sich in dem gerechneten Bereich nur um knapp 2 K ändert. Der radiale Verlauf für die Elektronendichte im Vergleich zu der einfachen Schottky-Theorie /72/ ist in Abbildung 6.9 für drei verschiedene Entladungsströme dargestellt. Im Bereich um die Entladungsmitte liegt die Dichte unterhalb der Schottky-Kurve, wobei die Abweichung von dem Besselfunktionsverlauf mit steigendem Gesamtstrom größer wird.

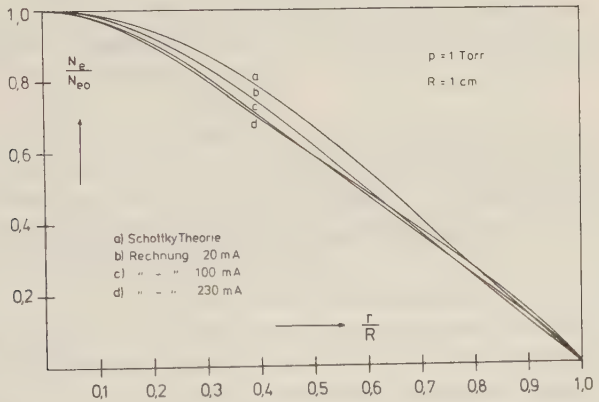


Abbildung 6.9 Radialer Verlauf der Elektronendichte

Der Verlauf der Elektronendichte ergibt sich ähnlich wie bei Kagan und Lyagushchenko /69/, die in ihrer Theorie auch Anregungsprozesse berücksichtigen, aber wie in der Schottky-Theorie mit konstanten Koeffizienten rechnen. In Abbildung 6.10 ist der radiale Temperaturverlauf für Entladungsströme von 20 und 100 mA aufgetragen.

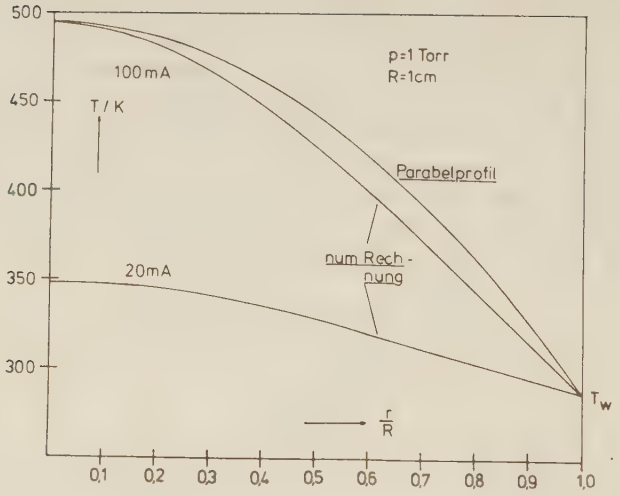


Abbildung 6.10 Berechnete radiale Temperaturverteilung

Vergleichend zu den numerischen Rechnungen ist ein Parabelprofil, basierend auf der Näherungsformel 6.31, für die gleiche Achsentemperatur eingezeichnet. Es zeigt sich, daß der radiale Temperaturverlauf in guter Näherung auch schon durch das einfache Modell (vergl. 6.31) beschrieben werden kann. Die Abweichungen zwischen beiden Kurven sind so gering, daß sie auch innerhalb der experimentellen Fehler liegen, die durch die Meßwertintegration über den Strahldurchmesser und die Bestimmung des Abstandes von der Symmetrieachse wesentlich bestimmt werden. Eine vergleichende Darstellung der Meßwerte aus Abbildung 5.8 zu einem Parabelprofil zeigt die Abbildung 6.11.

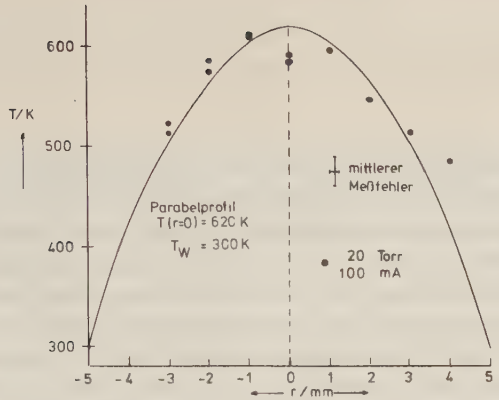


Abbildung 6.11 Gemessener radialer Temperaturverlauf im Vergleich zum Parabelprofil

Die Meßwerte in der Mitte der Entladung lassen sich sehr gut durch einen Parabelbogen approximieren. Aufgrund der scharf abfallenden 2^3P-Besetzungsdichte zum Rand der Entladung werden in diesem Entladungsbereich die Meßwerte besonders durch die Integration über den Laserstrahldurchmesser beeinflußt.

7. Zusammenfassung

Mit Hilfe von resonanzspektroskopischen Methoden in Verbindung mit schmalbandigen Farbstofflasern können die Temperatur, die Geschwindigkeitsverteilung und die Besetzungsdichte des unteren Linienniveaus von Ionen und Atome bzw. Molekülen mit großer Genauigkeit experimentell bestimmt werden. An einer Helium-Glimmentladung wurden diese drei Parameter mit der lokalen Meßmethode der Resonanzstreuung und den integralen Verfahren der Absorptionsspektroskopie und der Resonanzinterferometrie an den He-I-Linien bei 5876 Å erprobt. Es wurde gezeigt, daß mit der Resonanzinterferometrie nur innerhalb eines bestimmten Dichtebereichs Messungen möglich sind. Die untere Nachweisgrenze bei dem interferometrischen Experiment lag bei

$$N_{i\,fial} \approx 7 \times 10^{10}\ \mathrm{cm}^{-2},$$

wobei die Streifenverschiebung im Maximum der anomalen Dispersion bei

$$\frac{\Delta s}{s} = \frac{1}{20}$$

lag. Bei diesen Experimenten war die Absorptionsspektroskopie um mehr als einen Faktor zehn empfindlicher. Die Resonanzstreuung ergänzte diese beiden Verfahren und lieferte für die Glimmentladung die gleichen Ergebnisse. Es zeigte sich, daß die Temperatur der Heliumatome in Längsrichtung der Entladung konstant war und daß sich ein symmetrisches radiales Temperaturprofil ergab. Der Temperaturverlauf in der Achse der Entladung wurde mit dem eines erweiterten Schottky-Modells verglichen. Die Rechnungen ergaben sowohl qualitativ, als auch quantitativ eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment.

8. Literatur

/ 1/ M.Crance, P.Yunar and J.Pinard
A New Method For Measuring Relative Oscillator Strengs Using A CW Dye Laser
J.Phys.B, Atom.Molec.Phys., Vol. 8, 2461-2469, 1975

/ 2/ S.E.Frich, L.P.Rasumoskaya and N.S.Ryasnaov
Measurements Of Anomalous Dispersion By The Interference Fringe Shift
Optics Communication, Vol. 22, Num. 1, 87-90, 1977

/ 3/ L.P.Razumovskaya, N.S.Ryakanov and S.E.Frish
Measurement Of Anomalous Dispersion Using The Shift Of Interference Fringes
Opt.Spektrosk., Vol. 41, No. 3, 205-208, 1976

/ 4/ Takashi Fujimoto, Kenzo Miyazai and Kuniya Fukuda
Measurement Of Population Density Of Exited Helium Atoms By The Hook Method
J.Quant.Spektrosk.Radiat.Transf., Vol. 14, 377-384, 1874

/ 5/ Kenzo Miyazaki, Ryoichi Nakata, Yukio Tomita, Matsato Suemitsu, Shigeya Watanabe, Kunyia Fukuda
Application Of Dye Laser To The Hook Method On The Population Measurement Of Exited He and Ne Atoms In The Pulsed Discharge
Japan.J.Appl.Phys., Vol. 14, 1075-1076, 1975

/ 6/ Yoshitaka Takubo, Daijiro Furie, Mitsuyoshi Schimazu
The Hook Method With A Tunable Dye Laser
Japan.J.Appl.Phys., Vol. 14, No. 10, 1633-1634, 1975

/ 7/ W.C.Marlow
Hakenmethode
Appl.Optics, Vol. 6, No. 10, 1715-1724, 1967

/ 8/ R.M.Measures
Spectral Line Interferometry: A Proposed Means Of Selectively Measuring The Change In The Density Of A Specific Atomic Population
Appl.Optics, Vol. 9, No. 3, 737-741, 1970

/ 9/ D.Baum, J.Hackmann, J.Uhlenbusch
Interferometic Measurement Of Particle Densities In Cascaded Arcs At Atmospheric Pressure
Plasma Phys., Vol.17, No 1, 79-87, 1975

/10/ Kenzo Miyazaki, Yoshiro Ogata, Takashi Fujimoto and Kunyia Fukuda
Excitation Mechanism Of 3250 and 4416 A Laser Lines In A Cataphoretic He-CO Laser Discharge
Japan.J.Appl.Phys., Vol. 13, No. 11, 1866-1874, 1974

/11/ G.V.Dreiden, A.N.Zaidel, G.V.Ostrovskaya, Yu.L.Ostrovskij, N.A.Pobedonosteva, L.V.Tanin, V.N.Filippov and E.N.Shedova
Plasma Diagnostics By Resonant Interferometry And Holography
Sov.J.Plasma Phys., Vol. 1, No. 3, 256-267, 1975

/12/ Yu.P.Presnyakov
Calculating The Refractive Index By Measuring The Derivative Of The Optical Path Length
Opt.Spektrosk., Vol. 40, 292-294, 1976

/13/ M.Crance
"Mesure des Forces D'Oscillateur Dans Le Spectre Du Neon-I, Par Etude De La Dispersion Anormale
Rev. De Phys.Appl., Vol. 8, 325-331, 1973

/14/ D.Roshdestvensky
Anomale Dispersion im Matriumdampf
Ann.d.Phys. 39, 307-347, 1912

/15/ S.A.Korf and G.Breit
Optical Dispersion
Rev.Mod.Phys., Vol. 4, 471-503, 1932

/16/ Yoshitaka Takubo, Masaaki Takagi and Mitsuyoshi Shimazu
Measurement Of The Population Change In The Na Atomic State Induced By The Laser Radiation Using The Hook Method
Japan.J.Appl.Phys., Vol. 17, 443-444, 1978

/17/ Yasuji Matsui and Tomotsu Nomagudie
Hook Method Measurements Of OH Radial Concentrations In CH4-O2-N2 Flames
Japan.J.Appl.Phys., Vol. 17, 1355-1360, 1977

/18/ G.A.Fedotov
Determination Of NF From The Interference Pattern In A Spectral Doublet
Opt.Spektrosk., Vol. 45, 409-411, 1978

/19/ K.B.Balagov and V.A.Komarovskii
Relative Oscillator Strengths Of The Spectral Lines Of Atomic Samarium
Opt.Spektrosk., Vol. 42, 407-409, 1977

/20/ Yu.G.Kozlov and M.O.Chaika
The Possibility Of Determining The Optical Constants Of A Substance From A Spectrally Resolved Interference Pattern
Opt.Spektrosk., Vol. 41, 681-682, 1976

/21/ M.Kühne
Experimentelle Bestimmung von Oszillatorenstärken des TI I aus Haken- und Emissionsmessungen am Lichtbogen
Dissertation, Hannover, 1977

/22/ H.Ferfers
Untersuchung des Brechungsindexverlaufs in der KR I 5871 A und Bestimmung der Oszillatorenstärke mit der Hakenmethode
Diplomarbeit, Universität Düsseldorf, I.Physik.Institut, 1974

/23/ Jobst Hackmann
Experimentelle Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit von Edelgas-Plasmen unter Normaldruck im Temperaturbereich zwischen 15000 K und 25000 K
Dissertation, TH Aachen, 1971

/24/ Helmut Kempkens
Transmissionsmessungen mit einem H2O-Laser am stationären Kaskadenbogen bei Elektronendichten in der Nähe der Cut-Off-Dichte
Dissertation, Universität Düsseldorf, 1977

/25/ A.Unsöld
Physik der Sternatmosphären
Springer Verlag, 1968

/26/ W.L.Wiese, M.W.Smith, and B.M.Glennon
Atomic Transition Probabilities
Volume I
National Standard Reference Data Series, 1966

/27/ Jürgen Uhlenbusch
Zur Bestimmung der Transportkoeffizienten eines Plasmas aus gemessenen Bogendaten
Habilitationsschrift, TH Aachen 1966

/28/ W.Lochte-Holtgreven
Plasma Diagnostics
North-Holland Publishing Company Amsterdam, 1968

/30/ L.D.Huber
Resonant Scattering Of Photons From An Atom Lattice System
Phys.Rev., Vol. 158, Num. 3, 843-850, 1967

/31/ L.D. Huber
Kinematic Theory Of The Resonant Scattering Of Photons
Phys.Rev., Vol. 170, Num. 2, 418-426, 1968

/32/ L.D.Huber
Resonant Scattering Of Monochromatic Light In Gases
Phys.Rev., Vol. 178, Num. 1, 93-102, 1969

/33/ H.A.Kramers und W.Heisenberg
Über die Streuung von Strahlung durch Atome
Z.Physik, 881-908, 1924

/34/ B.R.Mollow
Power Spectrum Of Light Scattered By Two-Level Systems
Phys.Rew., Vol. 188, No. 5, 1969-1975, 1969

/35/ B.R.Mollow
Resonant Scattering Of Radiation From Collision-Damped Two-Level Systems
Phys.Rew.A, Vol. 2, Num. 1, 76-80, 1970

/36/ B.R.Mollow
Pure-State Analyses Of Resonant Light Scattering: Radiative Damping, Saturation And Multiphoton Effects
Phys.Rew.A, Vol. 12, Num. 5, 1919-1943, 1975

/37/ B.R.Mollow
Elastic And Inelastic Collisonal And Radiative Effects On Saturated Line Shapes In The Limit Of Well-Separated Spectral Lines
Phys.Rew. A, Vol. 15, Num. 3, 1023-1028, 1977

/38/ R.E.Grove, F.Y.Wu, S.Ezekiel
Measurement Of The Spectrum Of Resonance Fluorescence From A Two-Level Atom In An Intense Monochromatic Field
Phys.Rew.A, Vol. 15, Num. 1, 227-233, 1977

/39/ Herbert Walther
Wechselwirkung mit intensiven Laserfeldern
Phys.Blätter, 653-666, 1977

/40/ W.Hartig, W.Rasmussen, R.Schieder and H.Walther
Study Of The Frequency Distribution Of The Fluorescent Light Induced By Monochromatic Radiation
Z.Physik A 278, 205-210, 1976

/41/ J.L.Carlsten and A.Szoeke
Spectral Resolution Of Near-Resonant Rayleigh Scattering And Collisional-Induced Resonance Fluorescence
Phys.Rew.Lett., Vol. 36, Num. 12, 667-670, 1976

/42/ V.S.Letokhov, V.P.Chebotayev
Nonlinear Laser Spectroscopy
Springer Verlag, 1977

/43/ N.Rynn, D.Hill, M.Wickham and H.Böhmer
Optical Measurements Of Ion Velocity Distributions And Their Role In Plasma Instabilities
Proceed. of Intern.Conf. on Plasma Phys., Vol. I, 97, 1980

/44/ J.Hackmann, Yu.C.Kim, E.K.Souw and J.Uhlenbusch
Investigation Of Neutral Particle Behaviour Between Plasma And Wall Including Wall Interactions
Plasma Physics, Vol. 20, 309-322, 1978

/45/ S.A.Lewis, F.M.J.Pichanik and V.W.Hughes
Experiments On The 2 3P State Of Helium
II.Measurements Of The Zeeman Effect
Phys.Rew.A, Vol. 2, Num. 1, 86-90 , 1970

/46/ Louis C.Green ,Norma C.Johnson and Eleanor K.Kolchin
Oszillator Strength For Singulet And Triplet Series
In Neutral Helium
Phys.Rew., Vol. 144, Num. 1, 369-375, 1966

/47/ H.E.White and A.Y.Elliason
Relative Intensity Tables For Spectrum Lines
Phys.Rew., Vol. 44, 753-756, 1933

/48/ M.Douglas and N.M.Kroll
Quantum Electrodynamical Corrections To The Fine Structure
Of Helium
Ann. Of Phys., 82, 89-155, 1974

/49/ K.Buchhaupt
Level Crossing-Experimente an den Heliumzuständen 3^3D und
4^3D bei Ionenstoßanregung
Z.Naturf., 24a, 1058-1062, 1969

/50/ R.D.Kaul
Helium 3^3D Fine Structure
J.Of The Optic.Soc.Am., Vol. 58, 429, 1968

/51/ Yu.B.Golubovskii, Yu.M.Kagan and R.I.Lyuagushchenko
Electrical And Optical Characteristics Of The Positive
Column Of A Helium Discharge At Medium Pressures
Opt. And Spectrosk., Vol. 24, 79-80, 1968

/52/ D.Rapp and P.Englander-Golden
Total Cross-Section For Ionisation And Attachment In
Gases By Electron Impact
J.Of Chem.Phys., Vol. 43, No. 5, 1464-1479, 1965

/53/ G.Ecker and O.Zöller
Thermally Inhomogeneous Plasma Column
Phys.of Fluids, Vol. 7, Num. 12, 1996-2000, 1964

/54/ A.Dalgarno
The Mobilities Of Ions In Their Parent Gases
Proc.Phys.Soc. A 250, 426-439, 1957

/55/ A.Dalgarno, M.R.C.Mcdowell and A.Williams
The Mobilities Of Ions In Unlike Gases
Proc.Phys.Soc. A 250, 411-425, 1957

/56/ Manfred A.Biondi and Sanborn C.Brown
Measurements Of Ambipolar Diffusion In Helium
Phys.Rew., Vol. 75, Num. 11, 1700-1705, 1947

/57/ Yu.M.Kagan and K.Paskalev
Investigation Of The Positive Column Of A Discharge
In Helium At Moderate Pressures, Part I
Opt.Spektrosk., Vol. 37, 227-230, 1974

/58/ V.A.Kostenko and Yu.A.Tolmachev
Inelastic Collisions Of Metastable Helium Atoms With
Electrons In A Stationary Helium Plasma
Opt.Spektrosk., Vol. 39, 791-792, 1975

/59/ Gordon Francis
The Glow Discharge At Low Pressure
Handbuch der Physik, Band 22
Springer Verlag, 114-120, 1956

/60/ S.Pfau
Zum Mechanismus der positiven Niederdrucksäule im
Grenzfall kleiner Elektronendichten
II. Die Energieverteilung der Elektronen
Beitr. aus der Plas.Phys., BD. 6, 57-66, 1966

/61/ S.Pfau und H.Scheibner
Berechnung des 1. Townsendschen Ionisierungskoeffizienten
der Edelgase
Beitr. aus der Plas.Phys., Bd. 9, 425-433, 1969

/62/ L.S.Frost and A.V.Phelps
Momentum-Transfer Cross Section For Slow Electrons In
He, Ar, Kr and Xe From Transport Coefficients
Phys.Rew., Vol. 136, Num. 6a, 1538-1545, 1964

/63/ Neill Stephen Smith
Effects Of Contaminants In CO2 Lasers
AIAA 9th Annual Meetings and Technical Display,
AIAA Paper, No. 73-52, 1973

/64/ R.B.Bird, W.E.Stewart, E.N.Lightfoot
Transport Phenomena
John Wiley & Sons, 1960

/65/ S.E.Frish and Yu.E.Ionikh
Transfer Of Excitation From The 1P To The 1D Level
Of Helium
Opt. and Spektrosk., Vol. 25, 91-92, 1968

/66/ Yu.Z.Ionikh and S.E.Frish
The Decay Of The Metastable 2^1S State Of Helium In
A Discharge
Opt. and Spectrosk., Vol. 25, 345-346, 1968

/67/ Yu.B.Golubovskii, Yu.M.Kagan and R.I.Lyagushchenko
Positive Column In A Medium-Pressure Helium Discharge
Sov.Phys.-Techn.Phys., Vol. 13, No. 11, 1553-1559, 1969

/68/ B.Nuhn and G. Peter
Sondenmessungen in Glimmentladungen in Helium
Universität Düsseldorf 1974
Private Mitteilung

/69/ Yu.M.Kagan and R.I.Lyagushchenko
Radial Properties And Contraction Of The Positive Column Of The Discharge In Inert Gases At Moderate Pressures
Sov.Phys.-Techn.Phys., Vol. 9, No. 10, 1445-1448, 1965

/70/ Gerald Grawert
Quantenmechnik
Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt am Main, 1973

/71/ J.Uhlenbusch
Influence Of Diffusion And Non-LTE Population On The Behaviour Of High Pressure He-Arcs
Report HMP 125, Aachen 1969

/72/ Von Engel
Ionized Gases
Oxford University Press, 1965

/73/ F.Dothan and Yu.M.Kagan
Level Population Densities In Helium Discharges At Intermediate Pressures
Vth Escampig, Sept. 1980, Dubrovnik

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. J. Uhlenbusch für die Anregung zu dieser Arbeit, für seine fördernde Unterstützung und für die kritische Durchsicht des Manuskriptes

Schließlich habe ich den Werkstattangehörigen und allen Mitarbeitern des II.Physikalischen Instituts zu danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Lebenslauf

Am 7. Oktober 1952 wurde ich in Düsseldorf geboren. Dort besuchte ich nach vierjähriger Volksschulzeit die Realschule, die ich 1968 mit dem Abschluß der mittleren Reife verließ. Nach dem anschließenden dreijährigen Besuch der Oberstufe des Städtischen Aufbaugymnasiums legte ich 1971 die Reifeprüfung ab.

Im Wintersemester 1971/72 immatrikulierte ich mich mit dem Hauptfach Physik an der Universität Düsseldorf. Im Juni 1977 erwarb ich mein Diplom. Im darauffolgenden Monat wurde ich als wissenschaftlicher Assistent Mitarbeiter von Herrn Prof. Dr. Uhlenbusch am II. Physikalischen Institut der Universität Düsseldorf.

Ich bin seit Mai 1980 verheiratet.

FOTODRUCK J. MAINZ – Telefon: (02 41) 2 73 05
Neupforte 13, Nähe Markt, 5100 Aachen